



This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

- + *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
- + *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
- + *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
- + *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at <http://books.google.com/>



Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

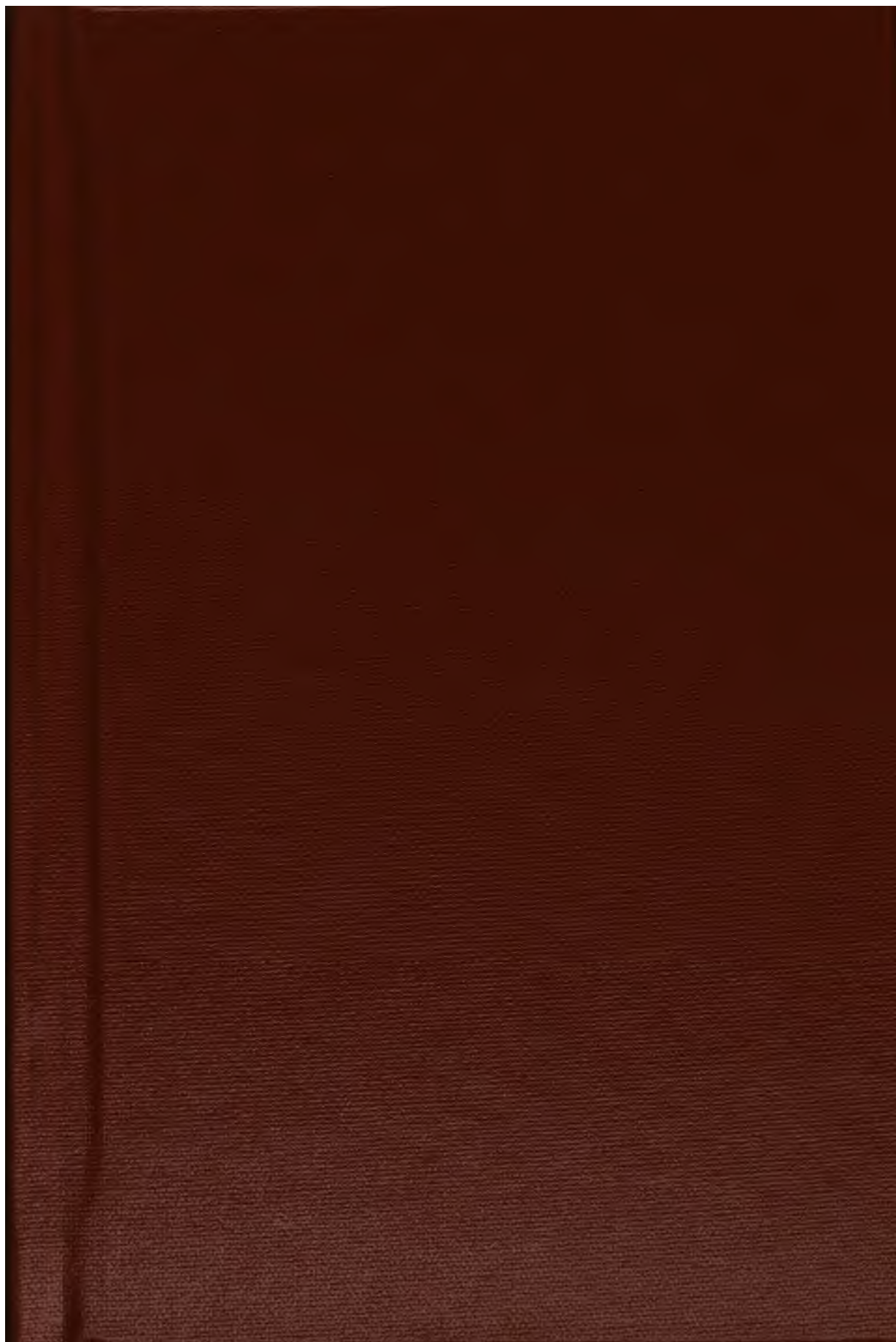
Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.


Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

- + *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.
- + *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.
- + *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.
- + *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.


Über Google Buchsuche

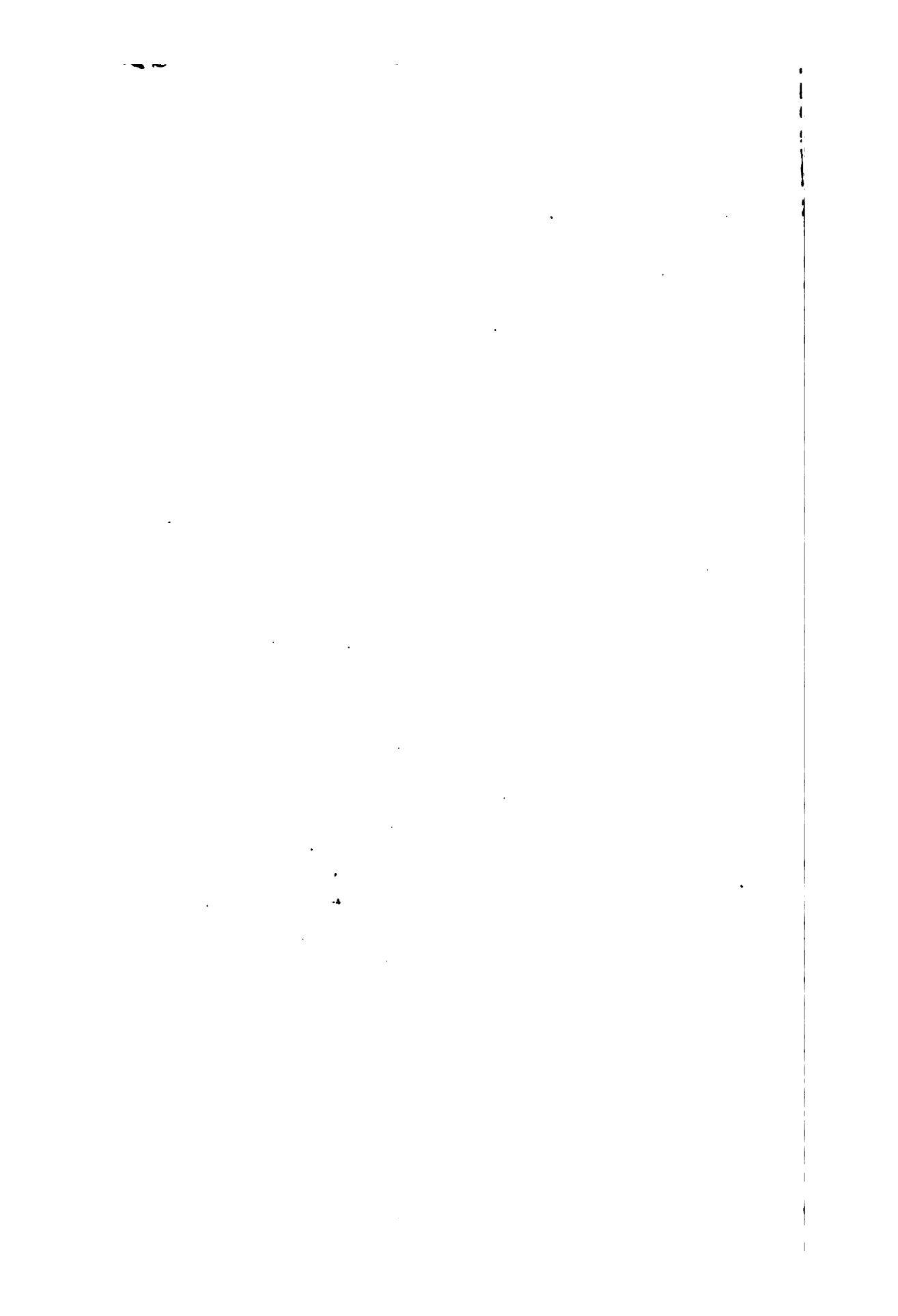
Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter <http://books.google.com> durchsuchen.





**General Library System
University of Wisconsin-Madison
728 State Street
Madison, WI 53706-1494
U.S.A.**







KURT F. WENDT LIBRARY
COLLEGE OF ENGINEERING
UNIVERSITY OF WISCONSIN
MADISON, WI 53706

0

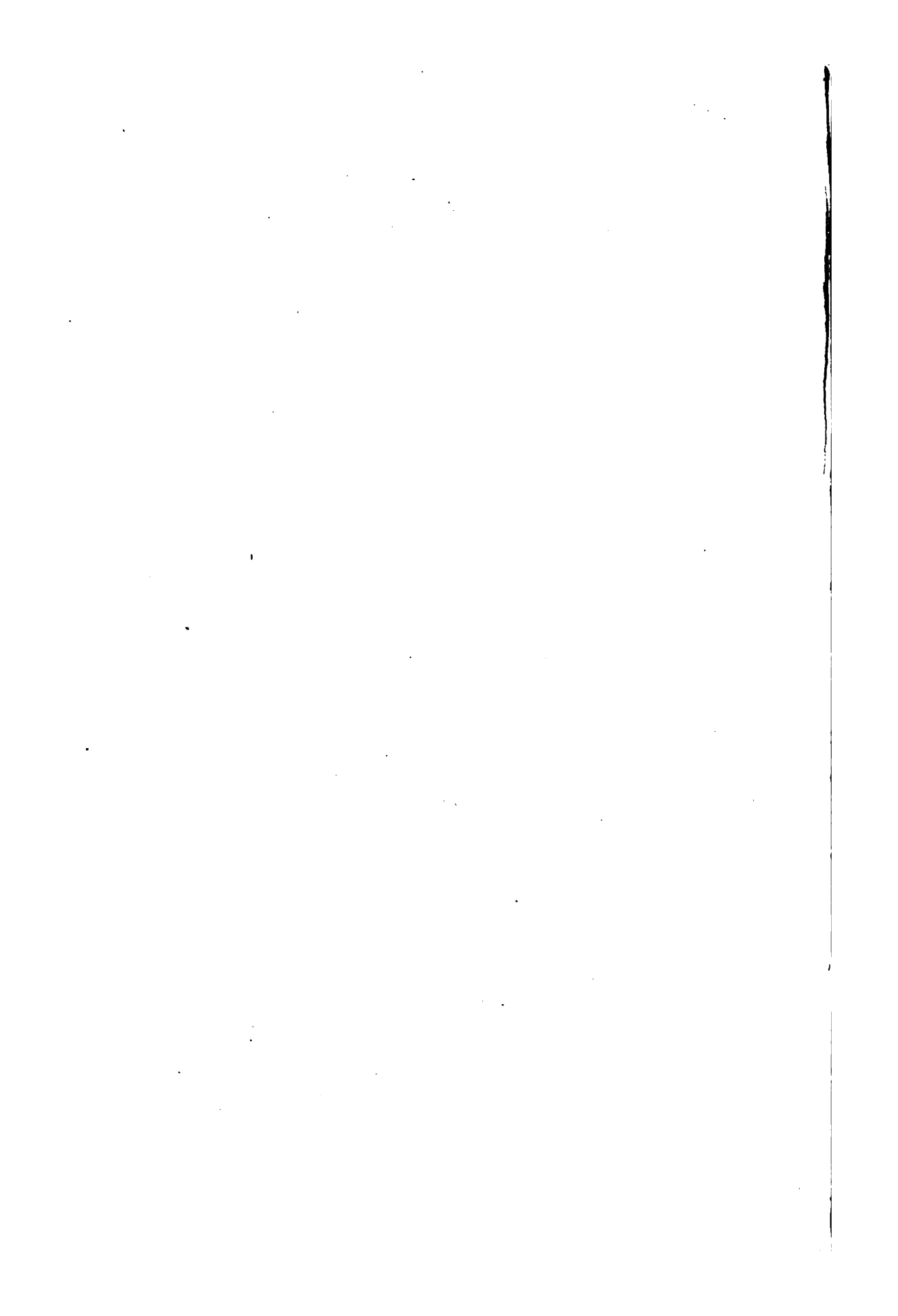
LEHRBUCH
DER
METEOROLOGIE.

IM AUFTRAGE
DER
DIREKTION DER DEUTSCHEN SEEWARTE

BEARBEITET
VON
DR. A. SPRUNG.

MIT 88 ILLUSTRATIONEN IM TEXT UND 17 TAFELN.

HAMBURG.
HOFFMANN UND CAMPE.
1885.



123075
OCT 9 1900
MDC
SP8

5767568

Vorwort.

Durch die Betrachtung der Einzelzustände des Luftmeeres ist die Meteorologie in ein ganz neues Entwicklungsstadium getreten: es zeigten sich dabei wohl definirte Objekte, durch welche ganze Komplexe von meteorologischen Erscheinungen in naturgemässer Weise sich verknüpfen liessen; dieser Fortschritt war um so bedeutungsvoller, als es nun auch den mathematischen Disciplinen ermöglicht wurde, auf die Entwicklung der Meteorologie einen grösseren Einfluss auszuüben.

Die Grundzüge der modernen Meteorologie sind seitdem in Leitfäden, Monographien und populären Artikeln recht häufig ganz oder fragmentarisch zur Darstellung gelangt; ein eigentliches Lehrbuch der Meteorologie ist indessen nach der Herausgabe des grossen Werkes von E. E. Schmid, welches im Jahre 1860, also vor der neuen Aera abgeschlossen wurde, nicht mehr erschienen. Zwar behandeln z. B. die vortrefflichen „Grundzüge“ von Mohn die Meteorologie bezüglich des Objectes in recht umfassender Weise; die Darstellung ist indessen eine vollkommen populäre und verzichtet deshalb meistens auf die Ableitung der in Betracht kommenden Theoreme. Die früher (in letzter Auflage) erschienene kosmische Physik von J. J. Müller sucht in dieser Beziehung zwar mehr zu leisten, steht aber noch nicht — wie es bei Mohn der Fall ist — auf dem neuesten Standpunkte der Wissenschaft.

Wenn ich es wage, den vorliegenden kleinen Band als ein Lehrbuch zu bezeichnen, so muss von vorn herein betont werden, dass es sich dabei insbesondere um die Meteorologie im engeren Sinne handelt, wie sie auf Seite 1 kurz definirt ist. Diese Beschränkung erschien nicht nur gerechtfertigt, sondern sogar

geboten, weil grosse Theile der gesammten Meteorologie von bewährtester Seite bereits bearbeitet worden sind: ich spreche hauptsächlich von Professor J. Hann's Handbuch der Klimatologie, und von den Instruktionen der verschiedenen meteorologischen Centralinstitute, unter denen besonders Jelinek's Anleitung zur Ausführung meteorologischer Beobachtungen, welche neuerdings von Hann in dritter Auflage herausgegeben ist, durch einen mehr kosmopolitischen Standpunkt sich auszeichnet. Die Klimatologie konnte deshalb vollkommen ausgeschlossen werden, die Instrumentenkunde bis zu einem gewissen Grade, indem nur anhangsweise einige ergänzende Erörterungen zur Aufnahme gelangten.

Von den periodischen Erscheinungen konnte die Jahresperiode der Elemente, als dem Wesen nach in das Gebiet der Klimatologie gehörig, übergangen werden; die halb und halb problematischen Perioden, welche von der Häufigkeit der Sonnenflecke, dem Mondumlaufe u. s. w. abhängen, sind in dem soeben erschienenen ersten Theile von van Beber's „Handbuch der ausübenden Witterungskunde“ so eingehend behandelt worden, dass ich mich begnügen konnte, mit des Verfassers freundlicher Bewilligung hier einige zusammenfassende Urtheile über diese Perioden zum Abdrucke zu bringen.

Die Hauptgegenstände des Buches sind somit Statik und Dynamik der Atmosphäre, wie dieselben einerseits in den unperiodischen Phänomenen, andererseits in der täglichen Periode der meteorologischen Erscheinungen zum Ausdrucke kommen.

Ein besonderer Abschnitt (die fünfte Abtheilung) ist ferner der bisher weniger beachteten, aber durch die engen Beziehungen zur ausübenden und eventuell auch zur theoretischen Meteorologie höchst bedeutungsvollen Untersuchungen der unperiodischen Erscheinungen ohne Rücksicht auf deren Ursachen gewidmet.

Für die Behandlungsweise des Stoffes haben mir im Haupt-Texte hauptsächlich Gyldén's Grundriss der Astronomie und J. J. Müller's kosmische Physik als Muster gedient; die vorausgesetzte mathematische Bildung ist diejenige, welche in der Prima unserer Gymnasien oder Real-Gymnasien angestrebt wird. Die kurzen Abschnitte, in welchen sich die Infinitesimal-Rechnung nicht umgehen liess, sind durch kleineren Druck charakterisirt. — Allerdings ist auch in den grossgedruckten Abschnitten die Integral-

rechnung nicht vollkommen vermieden; es handelt sich aber dabei immer wieder um eine und dieselbe Integration, von welcher zuerst auf Seite 44 Gebrauch gemacht wird, und deren Begründung gewissermaassen in der elementaren Ableitung der barometrischen Höhenformel (pag. 67 und 68) gegeben ist.

Bei der theoretischen Behandlung des Problems der atmosphärischen Wirbel waren die Ausgangspunkte der einzelnen, auf Seite 132 namhaft gemachten Autoren fast sämtlich verschieden. So wichtig diese Untersuchungen auch sind, so würden sie den Raum doch in allzuohem Grade in Anspruch genommen haben, wenn die Darstellung eine einfach referirende geblieben wäre. Aus diesem Grunde wurde für die einzelnen Resultate der Nachweis geführt, dass dieselben sämtlich den Grundgleichungen 8) oder 8') pag. 134 und 135 (oder auch der Gl. 15), pag. 136) genügen; auf die Wichtigkeit dieser Gleichung möge deshalb auch an dieser Stelle noch einmal hingewiesen werden.

Bezüglich der Terminologie sei noch erwähnt, dass mit Log stets der natürliche (grössere), mit log der Briggs'sche (kleinere) Logarithmus bezeichnet ist, und dass ω von Seite 9 ab stets die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation bedeutet.*) Die Längen sind fast ausnahmslos in Metern (m), Centimetern (cm) etc., die Temperaturen in Graden der hunderttheiligen Skala angegeben.

Als eine besondere Schwierigkeit wurde die mangelhafte und schwankende Definition der Kraft- und Massen-Einheit empfunden, und zwar deswegen, weil in der Meteorologie neben den gewöhnlichen mechanischen Problemen, welche auf Vorgänge von geringem Umfange sich beschränken, auch solche zu behandeln sind, welche auf die ganze Erdoberfläche sich erstrecken. Wenn z. B. Schell als Krafteinheit einfach das Kilogramm bezeichnet, so mag diese Definition für die Probleme der Wurfbewegung etc. vollkommen genügen, nicht aber z. B. für das Problem der allgemeinen Cirkulation der Atmosphäre, denn die Kraft, mit welcher das Gewichtstück: Kilogramm auf die Unterlage drückt, ist an verschiedenen Theilen der Erdoberfläche merklich verschieden. Es wurde des-

*) Es ist
$$\omega = \frac{2\pi}{86164} = 0,00007292 \text{ (Meter)}$$

$$\log \omega = 0,86285 - 5$$

$$\log 2\omega = 0,16388 - 4$$

halb versucht, die Begriffe der Masse und des Gewichtes in voller Schärfe zu trennen, indem das Kilogramm im Allgemeinen als Kraftmaass gänzlich verworfen, dafür aber als Massenmaass, und zwar als Einheit der Masse definiert wurde (man sehe besonders pag. 62 und 63). Es mag fremdartig erscheinen, wenn auf Seite 41 das Arbeits-Aequivalent der Wärme-Einheit durch $424 \cdot g_{45}$ „Arbeitseinheiten“ ausgedrückt wird; die Vortheile einer derartigen Abweichung vom herkömmlichen Verfahren werden indessen bei konsequenter Durchführung der Trennung von Masse und Gewicht sehr bald zu Tage treten. Beispielsweise stellte sich auf Seite 163 sogleich heraus, dass — im Widerspruche mit der herrschenden Anschauung — die vertikale Temperaturabnahme in einem aufsteigenden (von starren Wänden umschlossenen) Luftströme nicht überall auf der Erdoberfläche dieselbe ist, sondern mit der Schwerkraft-Beschleunigung variirt. Eine solche Aenderung kommt natürlich — praktisch genommen — nicht in Betracht, und die Vernachlässigung dieser Variabilität schadet auch gar Nichts, wenn man sich nur derselben bewusst ist; von der Theorie hat man aber ein möglichst strenges Resultat zu verlangen.

Die Anregung zur Herausgabe dieses Buches ist — wie aus dem Titel ersichtlich — von der Direktion der Seewarte ausgegangen; möchte es mir gelungen sein, das in so lebenswürdiger Weise mir entgegengebrachte Vertrauen zu rechtfertigen, für welches ich Herrn Geh. Admiraltätsrath Prof. Dr. Neumayer meinen aufrichtigsten Dank abstatte! — Ich kann schliesslich nicht umhin, an dieser Stelle auch des warmen und thatkräftigen Interesses zu gedenken, mit welchem Herr Prof. Dr. Köppen in freundschaftlichster Weise die Entstehung des Werkes verfolgt hat.

Hamburg, im Juli 1885.

A. Sprung.



Inhaltsverzeichnis.

Einleitung.		Seite
1. Das Trägheitsgesetz		1
2. Bewegung eines Körpers unter dem Einflusse und in der Richtung der Schwerkraft		2
3. Bewegung eines Planeten, dessen Bahn ein Kreis ist		4
4. Die Centrifugal-Beschleunigung		7
5. Beziehung zwischen der Figur und Rotation der Erde		8
6. Absolute Bewegung eines Körpers auf der ruhend gedachten Erdoberfläche		11
7. Relative Bewegung eines Körpers auf der rotirenden Erdoberfläche (in der Umgebung der Pole)		16
8. Relative Bewegung eines Körpers an einer beliebigen Stelle der rotirenden Erdoberfläche		21
9. Ueber das Princip der Erhaltung der Flächen		28
10. Temperatur und Wärme		35
11. Die Gasgesetze		37
12. Grundbegriffe aus der mechanischen Theorie der Wärme		40
13. Ueber die Feuchtigkeit der Luft		46
 Erste Abtheilung. Statik der Atmosphäre.		
14. Der gasförmige Zustand		53
15. Beziehung der atmosphärischen Luft zur Erde		54
16. Die Ursache und Bestimmung des Luftdrucks		55
17. Reduktion des Barometerstandes auf mittlere geographische Breite		58
18. Einfluss der vertikalen Schwerkraft-Änderung auf die Angaben des Quecksilber-Barometers		60
19. Luftdruck in allgemeinem Kraftmaass		62
20. Wahre Bedeutung des Luftdrucks		64
21. Ableitung der barometrischen Höhenformel		66
22. Die Massenvertheilung innerhalb der den Erdkörper einschliessenden Gashölle		71
23. Ueber die Höhenmessung mit Hilfe von Luftdruck-Beobachtungen		71
24. Näherungsformeln für die vertikale Abnahme des Luftdrucks		76
25. Reduktion gleichzeitiger Luftdruckmessungen auf gleiches Niveau		79

	Seite
26. Vertikale Vertheilung der Temperatur (Erfahrungsergebnisse) . . .	84
27. Vertikale Vertheilung der atmosphärischen Feuchtigkeit	94
28. Ableitung einer barometrischen Höhenformel unter Benutzung der Gesetze von Mendelejev und Hann für die vertikale Aenderung der Temperatur und des Dunstdruckes	97
29. Ueber die physikalische und chemische Zusammensetzung der atmo- sphärischen Luft	99

Zweite Abtheilung.

Dynamik der Atmosphäre.

Kapitel I: Bedingungen der Entstehung atmosphärischer Strömungen.

30. Vorbemerkung	106
31. Ursachen horizontaler Luftströmungen	107
32. Horizontale Druckdifferenzen als Folge horizontaler Temperatur- Unterschiede, erläutert durch ein Experiment	107
33. Die Bedeutung der Temperatur-Unterschiede für die Entstehung und Erhaltung der Luftströmungen	111

Kapitel II: Die horizontale Komponente der Luftströmungen.

34. Das barische Windgesetz	112
35. Der Ablenkungswinkel (geometrisch-mechanische Betrachtung)	115
36. Die Grundgleichungen von Gulberg und Mohn	118
37. Gleichförmige, geradlinige Strömungen am Grunde des Luftmeeres; Prüfung der Theorie an den Thatsachen	120
38. Gleichförmige, geradlinige Strömungen am Grunde des Luftmeeres, mit Berücksichtigung ihrer Beeinflussung durch die darüber lagernden Schichten	124
39. Die hydrodynamischen Grundgleichungen für die Bewegung der Luft auf der rotirenden Erdoberfläche (mit Berücksichtigung der Reibung)	132
40. Die unveränderlichen stationären Windsysteme mit kreisförmigen konzentrischen Isobaren	134
41. Gesetze für die Luftbewegung und Druckvertheilung in den äusseren Gebieten atmosphärischer Wirbel	139
42. Gesetze für die Luftbewegung und Druckvertheilung in den inneren Gebieten atmosphärischer Wirbel	142
43. Die Cyklone als Ganzes betrachtet (nach Oberbeck)	144
44. Rückblick. — Die Untersuchungen von Marchi	151
45. Bemerkungen über Anticyklonen	157

Kapitel III: Die vertikale Komponente der Luftströmungen.

46. Begriff des vertikalen Gradienten	159
47. Einfluss der Luftbewegungen auf die vertikale Druckvertheilung	160
48. Vorbetrachtung bezüglich der dynamischen Temperatur-Aenderungen in der Atmosphäre	162
49. Die vertikale Druckvertheilung bei Annahme einer gleichförmigen vertikalen Temperatur-Aenderung	166

50. Dynamische Temperatur-Aenderungen und Störungen des Gleichgewichtes; a) für trockene Luft	168
b) für feuchte Luft, welche noch nicht gesättigt ist	171
c) für Luft, welche mit Wasserdampf gesättigt ist	174
51. Die Temperatur-Aenderungen in vertikalen Luftströmungen	177
52. Die winterlichen Anomalien der vertikalen Temperatur-Aenderung. — Föhn und Bora	181

Kapitel IV: Atmosphärische Cirkulationen.

53. Die allgemeine Cirkulation der Atmosphäre	190
54. Die Konstitution der Cyklonen und Anticyklonen bei symmetrisch-cirkularer Gestaltung derselben	208
55. Luftbewegungen gegen den Gradienten	216
56. Die Asymmetrie der Cyklonen	218
57. Der Kondensationsprocess in cirkular gestalteten Cyklonen und Wettersäulen (Tromben)	221
58. Die Sonderstellung der untersten Luftschichten in den Tromben und Cyklonen	227
59. Ursachen der Fortdauer (und Entstehung) von Cyklonen; Beziehung zwischen Druckvertheilung und Regenfall	230
60. Ist die Luftbewegung im Centralraume der Tromben und Cyklonen eine auf- oder absteigende?	240
61. Experimentelle Darstellung von Luftbewegungen, nach Dr. Vettin	242

Kapitel V: Ueber die Ortsveränderungen der atmosphärischen Wirbel.

62. Worin besteht die Ortsveränderung eines atmosphärischen Wirbels?	244
63. Allgemeine Erfahrungsergebnisse bezüglich der Ortsveränderung der Cyklonen	252
64. Ursachen der Ortsveränderungen cyklonaler Windsysteme	254

Kapitel VI: Die Witterungserscheinungen als Resultat der Ortsveränderungen atmosphärischer Wirbel.

65. Die Drehung der Windfahne	271
66. Die barometrische Windrose	272
67. Aenderung der Form und Zugrichtung der Wolken beim Vorüberziehen eines cyklonischen Windsystems	274

Kapitel VII: Sekundäre Luftdruck-Phänomene.

68. Begriffsbestimmung und allgemeine Eigenschaften	276
69. Eigenschaften der sekundären Depressionen in der warmen Jahreszeit. — Gewitter und deren Fortpflanzung	280
70. Zur Mechanik der Gewitterstürme	286

Dritte Abtheilung.

Die Sonnenstrahlung und ihre periodischen Wirkungen.

Kapitel I: Einleitende Betrachtungen.

71. Die Bestrahlung der Erde durch die Sonne	297
72. Der Einfluss der Atmosphäre auf die Sonnenstrahlung	300

	Seite
73. Definition der Lufttemperatur, und Abhängigkeit der letzteren von der Unterlage	307
74. Der Kreislauf des Wassers in der Atmosphäre	310

Kapitel II: Die tägliche Periode der meteorologischen Elemente.

75. Die tägliche Periode der Lufttemperatur	323
76. Die tägliche Temperatur-Periode der Unterlage	328
77. Die tägliche Periode des Luftdrucks	331
78. " " " der Geschwindigkeit des Windes	338
79. " " " der Richtung des Windes	342
80. " " " der Feuchtigkeit der Luft	352
81. " " " der Bewölkung	354
82. " " " des Regens	355
83. " " " der Gewitter	359
84. " " " der Luftelektricität	363

Vierte Abtheilung.

Periodische Erscheinungen, welche nicht der Rotation der Erde und deren Bewegung um die Sonne ihre Entstehung verdanken.

85. Einfluss der Sonnenflecken auf die meteorologischen Vorgänge	366
86. Einfluss des Mondes auf die meteorologischen Erscheinungen	367
Anhang: Andeutungen über andere Perioden	368

Fünfte Abtheilung.

Untersuchungen über die Veränderlichkeit der meteorologischen Elemente, ohne Rücksicht auf die zu Grunde liegenden Ursachen.

87. Ueber die mittlere Abweichung der meteorologischen Elemente, insbesondere der Monatstemperatur	369
88. Die Veränderlichkeit, gemessen durch die Grösse der Aenderung von Tag zu Tag. — Terminologie	372
89. Die Aufeinanderfolge der unperiodischen Witterungsercheinungen; Wahrscheinlichkeit eines Wechsels im Witterungscharakter	376
90. Ueber die räumliche Vertheilung gleichzeitiger meteorologischer Vorgänge	385

Anhang.

91. Das Gefäss-Heberbarometer	390
92. Allgemeines über die automatische Registrirung der meteorologischen Elemente	391
93. Bemerkungen zur Theorie derjenigen Registrirapparate, welche auf der Gewichts-Bestimmung von Quecksilbersäulen beruhen	393

Einleitung.

Die Meteorologie im weiteren Sinne ist die Lehre von den Zuständen und Vorgängen in der irdischen Atmosphäre.

Ein besonderer Zweig der Meteorologie ist die Klimatologie, welche die meteorologischen Erscheinungen vorwiegend vom geographisch-statistischen Standpunkte behandelt, während die Meteorologie im engeren Sinne die atmosphärischen Vorgänge als solche untersucht und dieselben auf physikalisch-mechanische Gesetze zurückzuführen sich bemüht. Aus diesem Grunde bedurfte es im vorliegenden Buche einer Reihe von physikalischen Betrachtungen, welche nicht an sich, sondern nur ihrer Anwendung nach in die Meteorologie gehören und deshalb in die Einleitung verwiesen wurden.

1. Das Trägheitsgesetz. *) Allen Operationen der Mechanik liegt das von Galiläi aufgestellte Gesetz der Trägheit zu Grunde, und die Fundamentalgleichungen dieser Wissenschaft sind — genau genommen — Nichts anderes, als analytische Einkleidungen dieses Gesetzes, welches lautet: Wenn ein Körper im leeren Raume vollkommen frei und sich selbst überlassen ist, so bewegt er sich immerfort mit unveränderlicher Geschwindigkeit in einer geraden Linie. Dabei kommt es auf die Grösse der Geschwindigkeit gar nicht an; dieselbe kann auch gleich Null sein, in welchem Falle der Körper in vollkommener Ruhe verharret. Jede Abweichung der Bewegung von diesem Gesetze ver-

*) Wer an analytische Entwicklungen gewöhnt ist, wird von den ersten 8 Paragraphen nur den 5. und 8. (und zwar in letzterem nur die kleingedruckten Abschnitte) zu lesen brauchen, wiewohl § 6 und 7 vielleicht wegen der anschaulichen geometrischen Auffassung des Problems sich empfehlen dürften.

räth uns, dass der Körper nicht mehr sich selbst überlassen ist, sondern dass eine Kraft denselben beeinflusst. Beispielsweise bewegen sich die Planeten zwar nahezu gleichförmig, aber nicht in gerader Linie durch den unendlichen Raum, sondern in mehr oder weniger stark gekrümmten, nahezu kreisförmigen Bahnen; dieser Umstand beweist uns, dass ihre Bewegung unter dem Einflusse einer Kraft sich vollziehen muss, und wir wissen, dass diese Kraft in der Massenanziehung der Sonne zu suchen ist. Andererseits verfolgt ein Körper, welchen man in irgend einer Höhe über der Erdoberfläche seines Stützpunktes beraubt, zwar eine geradlinige Bahn, indessen erkennt man schon unmittelbar aus der Intensität des Stosses, mit welchem er die Erdoberfläche trifft, dass seine Geschwindigkeit während des Fallens mit jeder Sekunde grösser wird. Hieraus ist wiederum zu schliessen, dass der Körper einer, in der Richtung der Bewegung wirkenden Kraft unterworfen ist.

Diese, unter dem Einflusse der Schwerkraft von Statten gehende Bewegung ist ein passendes Beispiel für alle, durch konstante Kräfte hervorgerufene Bewegungen und soll daher etwas eingehender besprochen werden.

2. Bewegung eines Körpers unter dem Einflusse und in der Richtung der Schwerkraft. Man hat auf indirektem Wege das Gesetz der Geschwindigkeitszunahme eines fallenden Körpers genau zu bestimmen verstanden und dabei erkannt, dass dasselbe ein sehr einfaches ist: Die Geschwindigkeit beträgt, eine Sekunde nach dem Loslassen des Körpers ungefähr 10 Meter, 2 Sekunden darnach 20 Meter, und so fort.

Aus diesem empirisch gewonnenen Resultate ist zu folgern, dass eine konstante Kraft den fallenden Körper beeinflusst, denn in jeder Sekunde wird seine Geschwindigkeit um 10 Meter, also um dieselbe Grösse, vermehrt, d. h.: Würde die Schwerkraft der Erde, um welche es sich hier handelt, beispielsweise am Ende der dritten Sekunde momentan gänzlich zerstört werden, so würde der Körper von da ab immerfort mit einer Geschwindigkeit von nahezu 30 Metern pro Sekunde in derselben Richtung sich weiter bewegen.

Hätte man den Körper nicht auf der Erde, sondern auf der Oberfläche der Sonne fallen lassen, so würde das Gesetz der Bewegung dasselbe gewesen sein, nicht aber der absolute Betrag der Geschwindigkeitszunahme in jeder Sekunde, denn letzterer würde auf der Sonne einen etwa 27 mal grösseren Werth erreichen. Wir sagen deshalb: Die Schwerkraft der Sonne auf deren Oberfläche

ist 27 mal so gross als diejenige der Erde auf ihrer Oberfläche; die Geschwindigkeitszunahme in jeder (also auch in der ersten) Sekunde dient uns also bei konstanten Kräften als ein Maass für die Stärke derselben.

Um nun noch die wichtige Beziehung zwischen der Geschwindigkeit und dem durchlaufenen Wege kennen zu lernen, kehren wir zu dem Beispiele der Fallbewegung auf der Erdoberfläche wieder zurück! Wie wir gesehen haben, beträgt die Geschwindigkeit am Ende der 9. Sekunde etwa 90, am Ende der 10. Sekunde dagegen 100 Meter; innerhalb der 10. Sekunde hat also die Geschwindigkeit kontinuierlich, und zwar in gleichförmiger Weise, von 90 auf 100 Meter zugenommen; der Weg, welchen der Körper während der 10. Sekunde zurücklegt, wird also offenbar derselbe sein, als wenn der Körper die ganze 10. Sekunde hindurch mit der konstanten mittleren Geschwindigkeit von $\frac{90 + 100}{2} = 95$ Metern fortgeschritten wäre; d. h. der Fallraum der 10. Sekunde beträgt 95 Meter.

Aus genau demselben Grunde ergibt sich für die 9. Sekunde ein Fallraum von $\frac{80 + 90}{2} = 85$, und endlich für die 1. Sekunde ein Fallraum von $\frac{0 + 10}{2} = 5$ Metern, da die Endgeschwindigkeit der 1. Sekunde 10, die Anfangsgeschwindigkeit 0 Meter beträgt.

Mit Leichtigkeit kann man hiernach ableiten, dass der Fallraum der ersten Sekunde 5 Meter = 5.1 Meter
 der ersten 2 Sekunden $5 + \frac{10 + 20}{2} = 20$ „ = 5.4 „
 „ „ 3 „ $20 + \frac{20 + 30}{2} = 45$ „ = 5.9 „
 „ „ 4 „ $45 + \frac{30 + 40}{2} = 80$ „ = 5.16 „
 u. s. w. betragen muss.

Die Zahl 10, welche wir der Kürze halber für den genaueren Werth 9,806 Meter eingesetzt haben,*) spielt demnach hier eine besondere Rolle: sie ist die Konstante des Fallgesetzes auf der Erdoberfläche, wird die Beschleunigung der Schwerkraft genannt und dient uns als Maass der Schwerkraft. Bezeichnet man diese Konstante allgemein mit g , die seit dem Beginn der Bewegung verstrichene Anzahl von Sekunden mit t , den in diesen t Se-

*) Diese Willkür ist um so eher zu verzeihen, als auch der oben angegebene Werth 9,806 nur für die geographische Breite von 45° richtig ist; der Grund dieser Erscheinung wird bald deutlich erkannt werden.

kunden durchlaufenen Raum mit s , und die Geschwindigkeit am Ende der t -ten Sekunde mit v , so können wir das ganze Fallgesetz in die folgenden einfachen Formeln zusammenfassen:

$$v = gt$$

$$s = \frac{g}{2} t^2.$$

Dieses nebenbei gewonnene Resultat, welches — wie leicht ersichtlich — auch das Bewegungsgesetz eines auf irgend einem anderen Weltkörper fallenden Körpers darstellt, interessirt uns indessen hier nur der Methode wegen. In erster Linie nehmen wir Notiz von dem folgenden, alsbald zu benutzenden Satze:

Wenn ein Körper durch eine konstante Kraft aus dem Zustande der Ruhe in denjenigen der Bewegung übergeführt wird, so ist seine Geschwindigkeit am Ende der ersten Sekunde doppelt so gross, wie der in der ersten Sekunde durchlaufene Weg; die Endgeschwindigkeit der ersten Sekunde ist in diesem Falle identisch mit der (hier unveränderlichen) Beschleunigung der Bewegung.

Bemerkung über variable Kräfte. Wenn unter gleichen Verhältnissen die Geschwindigkeit nicht gleichförmig zunimmt, so hat man es mit einer variablen Kraft zu thun. Alsdann ist es nicht mehr ganz korrekt, die Beschleunigung als die Zunahme der Geschwindigkeit in einer Sekunde zu definiren, weil eine Sekunde ein zu langer Zeitraum ist, um während desselben die Geschwindigkeitszunahme als konstant betrachten zu können. Bezeichnet man deshalb mit Δt einen kürzeren Zeitraum und mit Δv die während desselben erfolgende Zunahme der Geschwindigkeit, so ist offenbar

$$\frac{\Delta v}{\Delta t}$$

die auf die Zeiteinheit (Sekunde) reducirte Geschwindigkeitszunahme. Je kleiner man Δt werden lässt, um so genauer repräsentirt dieser Quotient das Maass der Geschwindigkeitszunahme für das betreffende Stadium der Bewegung. Die Beschleunigung oder Acceleration:

$$a = \frac{dv}{dt}$$

ist der Grenzwert dieses Quotienten für den unendlich klein gewordenen (und dementsprechend mit dt bezeichneten) Zeitraum Δt .

3. Bewegung eines Planeten, dessen Bahn ein Kreis ist. Der im Vorstehenden gewonnene Satz soll sogleich benutzt werden, um unter der Annahme, dass die Sonne fest stehe, und der Planet unter den unendlich vielen möglichen Bahnen diejenige eines exakten

Kreises verfolge, einen Ausdruck für die Beschleunigung der Anziehungskraft der Sonne abzuleiten.

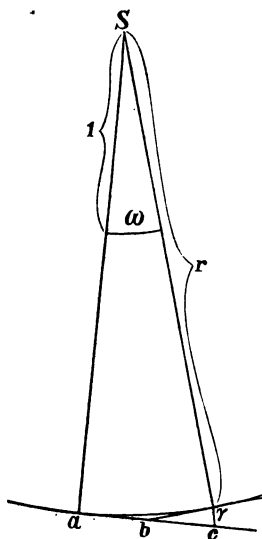
In einer Sekunde möge der Planet den Kreisbogen $\widehat{a\gamma}$ durchlaufen (Fig. 1); die Länge des Bogens ist $= r \cdot \omega$, wenn mit r der Abstand von der Sonne, mit ω aber die Winkelgeschwindigkeit bezeichnet wird, d. h. die (in Metern gemessene) absolute Länge desjenigen Bogens, welcher aus einem Kreise vom Radius $r = 1$ Meter von dem Winkel $aS\gamma$ herausgeschnitten wird (man vergl. die Fig. 1).

Würde die Anziehungskraft der Sonne zu Anfang der betrachteten Sekunde vernichtet, so würde der Planet im Verlaufe derselben nicht nach γ , sondern nach c gelangen, wenn die gerade Linie $\overline{ac} =$ dem Bogen $\widehat{a\gamma}$ ist. Die Sonne hat also den Planeten in einer Sekunde um die Strecke $\overline{c\gamma}$ zu sich herangezogen, oder mit anderen Worten: Der Planet ist in einer Sekunde um diese Strecke nach der Sonne hin gefallen. In der That würde der Planet wirklich in der ersten Sekunde diese Strecke zurückgelegt haben, wenn derselbe ursprünglich eine Geschwindigkeit in der tangentialen Richtung ac nicht besessen hätte.

Genau genommen fällt die Strecke $\overline{\gamma c}$ nicht in die Richtung des Radius r ; in Wirklichkeit ist dieses aber bei unserem Beispiele in weit höherem Grade der Fall, als die Figur vermuthen lässt, da in dieser der Abstand r im Verhältniss zu der in einer Sekunde zurückgelegten Weglänge $\widehat{a\gamma}$ viel zu klein dargestellt ist. Die Strecke $\overline{\gamma c}$ lässt sich nun sehr leicht durch den Radius r und die Winkelgeschwindigkeit ω ausdrücken. Konstruirt man nämlich in a und γ die Tangenten, so schneiden sich dieselben in einem Punkte b , welcher gerade in der Mitte zwischen den beiden Radien Sa und $S\gamma$ liegt, so dass $b\gamma = ba$ ist, und nahezu (im Grenzfall eines sehr grossen Radius r oder eines sehr kleinen Winkels ω : genau) halb so gross, wie der Kreisbogen $\widehat{a\gamma}$, für welchen oben der Werth $r \cdot \omega$ gefunden wurde; es ist also:

$$b\gamma = \frac{r \cdot \omega}{2}$$

Fig. 1.



Es kann aber endlich die kleine Strecke $\overline{c\gamma}$ als ein Kreisbogen betrachtet werden, welcher mit dem Radius $\overline{b\gamma}$ um b als Mittelpunkt beschrieben ist, so dass wir haben:

$$\overline{c\gamma} = \overline{b\gamma} \cdot \widehat{\gamma b c}.$$

Da aber der Winkel $\gamma b c$ (zwischen den beiden Tangenten) gleich dem Winkel ω zwischen den beiden zugehörigen Radien ist, so erhält man schliesslich unter Berücksichtigung des soeben abgeleiteten Ausdrucks für $\overline{b\gamma}$:

$$\overline{c\gamma} = \frac{r \cdot \omega}{2} \cdot \omega = \frac{r \cdot \omega^2}{2}.$$

Ein Planet, welcher sich im Abstände r von der Sonne ursprünglich in Ruhe befand und unter dem Einflusse der letzteren in der ersten Sekunde um die Strecke $\overline{c\gamma}$ dem Anziehungs-Centrum sich nähert, erlangt aber dem § 2 zufolge, im Laufe der ersten Sekunde eine Geschwindigkeit von der doppelten Grösse. Die Beschleunigung (oder das Maass der Anziehungskraft) a der Sonne im Abstände r hat also den Werth $2\overline{c\gamma}$, d. h.: es ist:

$$a = r \omega^2.$$

Zur Würdigung des hiermit gewonnenen Resultates möge zunächst ein numerisches Beispiel behandelt werden:

Betrachtet man die Bahn der Erde um die Sonne als einen Kreis (von welchem dieselbe in der That auch wenig abweicht) so kann man aus der bekannten Dimension desselben (Radius r) und der Umlaufzeit U die Beschleunigung a der Anziehungskraft der Sonne im Abstände r leicht berechnen. Offenbar ist nämlich (da 2π den Kreisumfang vom Radius 1 bedeutet):

$$\omega = \frac{2\pi}{U}; \text{ folglich } a = r \omega^2 = \frac{4r\pi^2}{U^2}$$

Wir setzen rund:

$$r = 20 \text{ Millionen} = 2 \cdot 10^7 \text{ Meilen}$$

$$U = 365^t 6^h 9^m = 31558140 = 31558 \cdot 10^3 \text{ Sekunden.}$$

Werden diese Werthe in den vorstehenden Ausdruck substituirt, so erhält man a in geographischen Meilen. Mehr Interesse als dieser sehr kleine Werth hat der daraus abzuleitende Betrag der Anziehungskraft A an der Oberfläche der Sonne; nach dem Newton'schen Gravitationsgesetz ist

$$A : a = r^2 : R^2$$

$$\text{also } A = a \frac{r^2}{R^2},$$

worin R den Radius der Sonne bezeichnet. Wird aber für a obiger Ausdruck eingesetzt, so erhält man:

$$A = \frac{4 r^3 \pi^2}{U^2 R^2} \text{ (in geogr. Meilen)}$$

Bei Einführung der numerischen Werthe (worunter $R = 95000 = 95 \cdot 10^3$ geogr. Meilen) erhält man:

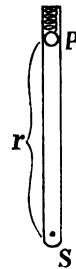
$$\frac{4 \cdot 8 \cdot 10^{21} \pi^2}{(31558)^2 10^6 (95)^2 10^6} \text{ Meilen} = \frac{32 \cdot \pi^2 10^9 \cdot 7420}{(31558)^2 (95)^2} = 261 \text{ Meter.}$$

Beim freien Falle wird also die Endgeschwindigkeit der ersten Sekunde auf der Sonne nahezu 27 mal so gross sein, als auf der Erde.

4. Die Centrifugal-Beschleunigung. Im Vorstehenden wurde von der Planeten-Bewegung nur der anschaulichen Grundlage wegen gesprochen; in Wirklichkeit kam es uns darauf an, einen allgemeinen, häufig vorkommenden Fall der Bewegung zu behandeln, mit welchem wir es zumal auf der Erdoberfläche fortwährend zu thun haben.

Es ist nämlich denkbar (und in kleinerem Maassstabe auch experimentell zu realisiren), dass der Planet auf andere Weise, als durch die Anziehungskraft des Centralkörpers gezwungen werde, die oben vorausgesetzte kreisförmige Bahn zu beschreiben; dadurch z. B., dass eine Stange r mit der Winkelgeschwindigkeit ω um einen festen Punkt S rotirt und der Planet P am anderen Ende der Stange durch eine daselbst angebrachte Querwand verhindert wird, die Stange zu verlassen. In diesem Falle ist es der Widerstand der festen Wand, welcher den Körper P verhindert, dem Trägheitsgesetze zu folgen, und der Druck, welchen dieselbe in der Richtung zum Rotations-Centrum S auf P ausübt, muss der im ersten Falle von S ausgehenden Anziehungskraft vollkommen entsprechen, d. h. derselbe müsste, kontinuierlich auf P einwirkend, im Stande sein, demselben in einer Sekunde die Beschleunigung $r\omega^2$ in der Richtung zum Centrum S zu ertheilen, wenn die Kreisbewegung nicht vorhanden wäre.

Fig. 2.



Es liegt nun aber auf der Hand, dass nicht nur der Körper P von der Wand gedrückt wird, sondern dass er seinerseits denselben Druck auf die feste Wand ausübt (dieser Druck könnte vermöge einer zwischen P und der Wand eingeschalteten Spiralfeder direkt gemessen werden). Die hierin sich manifestirende Tendenz des rotirenden Körpers, die ihn zu der gekrümmten Bahn zwingende mechanische Vorrichtung in centrifugaler Richtung aus dem Wege zu räumen, wird nicht ganz passend Centrifugalkraft genannt;

dieselbe ist im Grunde Nichts anderes, als ein auf alle Fälle passendes Maass für die wirklich vorhandene, entgegengesetzt wirkende physische Kraft, welche Centripetalkraft genannt wird. In vielen Fällen ist indessen die dem Ausdrucke „Centrifugalkraft“ zu Grunde liegende Auffassung recht bequem, und auch wir wollen sogleich von derselben Gebrauch machen. Vorher sei nur noch darauf hingewiesen, dass der Druck des Körpers auf die feste Wand um so grösser sein wird, je grösser — unter sonst gleichen Bewegungsverhältnissen — seine Masse m ist; der vollständige Ausdruck lautet somit:

$$\text{Centrifugalkraft} = m r \omega^2,$$

während $r \omega^2$ als Centrifugal-Beschleunigung zu bezeichnen ist.

Eine andere, vielleicht noch gebräuchlichere Form des Ausdruckes für die Centrifugalkraft ist:

$$m \frac{v^2}{r};$$

diese Form ist aus der vorhergehenden unmittelbar abzuleiten, indem die wirkliche (lineare) Geschwindigkeit v des Körpers mit der Winkelgeschwindigkeit ω durch die Relation

$$v = r \omega$$

verknüpft ist.

5. Beziehung zwischen der Figur und Rotation der Erde.

Wir setzen voraus, dass die Erdaxe im Raume unbeweglich sei, und die einzige Bewegung der Erde in einer Rotation um diese Axe bestehe! Mit dieser Annahme begehen wir nur einen sehr untergeordneten Fehler, denn wegen des grossen Radius der Erdbahn ist die Winkelgeschwindigkeit der Erde bei der Umkreisung der Sonne verschwindend klein gegen die Winkelgeschwindigkeit ihrer eigenen Rotation; die blosse fortschreitende Bewegung entspricht aber dem Trägheitsgesetze und kann daher — wie gross sie auch sei — die Kräftevertheilung in dem rotirenden Systeme nicht beeinflussen.

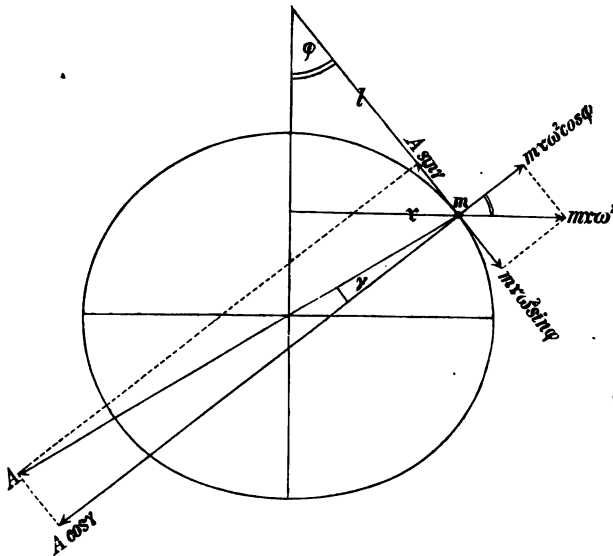
Bekanntlich wird jede Ebene, welche die Erdoberfläche in irgend einem Punkte berührt, eine Horizontalebene genannt; die Oberfläche eines unbewegten Wasserbeckens ist ein Stück einer Horizontalebene. Man stelle sich nun vor, dass eine solche vollkommen glatte Oberfläche erstarre, und lege auf diese Fläche einen kleinen kugelförmigen Körper von der Masse m ; gradeso, wie vorher die Wassertheilchen, wird auch dieser Körper, so lange er keinen seitlichen Impuls erhält, in vollkommener Ruhe verharren. Diese Ruhe ist aber nur eine relative; in Wirklichkeit

ist die Kugel — sammt dem betrachteten Theile der Erdoberfläche — in einer schnellen Rotation begriffen, welche eine Centrifugalkraft von der Grösse

$$m r \omega^2$$

bedingt, wenn ω die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation, und r den Radius des betreffenden Breitenkreises

Fig. 3.



bezeichnet (in Fig. 3 ist die Erdaxe als in der Papierebene liegend dargestellt).

Wie jede andere Kraft oder Beschleunigung, so kann auch die Centrifugalkraft in Komponenten zerlegt werden, d. h. in solche Kräfte, welche in ihrem Zusammenwirken die gegebene Kraft zu ersetzen vermögen. Wir zerlegen die in der Richtung des Abstandes r von der Axe nach aussen wirkende Centrifugalkraft in die beiden Komponenten senkrecht und parallel zur Horizontalebene; wird mit φ die Polhöhe oder geographische Breite bezeichnet, so ergibt sich — der Fig. 3 zufolge — für die aufwärts gerichtete Komponente der Werth

$$m r \omega^2 \cos \varphi,^*)$$

*) Die Komponente $m r \omega^2 \cos \varphi$ der Centrifugalkraft wirkt der Anziehungskraft A , oder richtiger: der vertikalen Komponente $A \cos \gamma$ (siehe Fig. 3) derselben entgegen und verringert sie zur Schwerkraft $m g$, so dass

für die äquatorwärts gerichtete Horizontalkomponente aber der Werth
 $m r \omega^2 \sin \varphi$.

Der auf der Horizontalfläche ruhende Körper m ist also in horizontaler Richtung der Centrifugalkraft $m r \omega^2 \sin \varphi$ unterworfen; da derselbe trotzdem in Ruhe verharrt, so kann die Erde nicht die Gestalt einer vollkommenen Kugel haben, indem bei letzterer die Anziehungskraft des Erdkörpers überall genau senkrecht zu dessen Oberfläche stehen würde; es muss vielmehr die Erde so gestaltet sein, dass eine, wenn auch nur kleine, Komponente der nach dem Erdmittelpunkte*) gerichtete Anziehungskraft in die Horizontalebene fällt und zwar in die Richtung zum Pole, um der äquatorwärts gerichteten Komponente $m r \omega^2 \sin \varphi$ der Centri-

$$1) \quad m g = A \cos \gamma - m r \omega^2 \cos \varphi.$$

Annäherungsweise kann man nun setzen:

$$2) \quad r = \mathfrak{R} \cos \varphi$$

indem \mathfrak{R} den mittleren Erddurchmesser bezeichnet; hierdurch erhält man für die Beschleunigung g der Schwerkraft folgende Ausdrücke:

$$3) \quad g = \frac{A \cos \gamma}{m} - \mathfrak{R} \omega^2 \cos^2 \varphi, \quad \text{oder} \quad g = \left(\frac{A \cos \gamma}{m} - \mathfrak{R} \omega^2 \right) + \mathfrak{R} \omega^2 \sin^2 \varphi$$

Vermöge der Centrifugalkraft nimmt also die Schwerkraft mit dem Quadrate des Sinus der geographischen Breite zu.

Es ist jedoch auch das A , die Anziehungskraft der Massen, am Aequator geringer als am Pole, während der Werth des Faktors $\cos \gamma$ sich von 1 überall nur wenig unterscheidet.

Empirisch hat sich (mit Hilfe der Pendelbeobachtungen) für g der folgende Ausdruck ergeben:

$$4) \quad g = 9,781 + 0,051 \sin^2 \varphi \text{ (Meter)}$$

Häufig findet man eine etwas abweichende Gestalt dieser Formel; ersetzt man nämlich $\sin^2 \varphi$ durch $\frac{1}{2}(1 - \cos 2\varphi)$, so ergibt sich:

$$g = 9,781 + \frac{0,051}{2} - \frac{0,051}{2} \cos 2\varphi$$

oder: 5) $g = g_{45^\circ} - 0,0255 \cos 2\varphi$,
 da nämlich nach der Form 4) des Ausdruckes

$$6) \quad g_{45^\circ} = 9,781 + \frac{0,051}{2} = 9,8065 \text{ ist.}$$

Um später davon Gebrauch machen zu können, möge schliesslich noch angedeutet werden, dass Formel 5) noch ersetzt werden kann durch

$$7) \quad g = g_{45^\circ} (1 - 0,0026 \cos 2\varphi)$$

Aus einer der Formeln 4), 5) oder 7) berechnet sich beispielsweise die Schwerkraftbeschleunigung g' in der geographischen Breite von Paris ($48^\circ 52'$) zu $g' = 9,8098$.

*) Eine kugelförmige Masse, bei welcher die Dichtigkeit überall gleich, oder wenigstens allein von dem Abstände vom geometrischen Mittelpunkte abhängig ist, wirkt bekanntlich auf irgend einen ausserhalb der Kugel befindlichen Körper gerade so, als ob ihre ganze Masse im Mittelpunkte konzentriert

fugalkraft das Gleichgewicht zu halten. Diese Forderung ist vollkommen vereinbar mit der Annahme, dass die Erde ein elliptisches Sphäroid sei, nämlich ein Rotationskörper, welcher der Rotation einer Ellipse um ihre kleine Axe seine Entstehung verdankt; alsdann steht die Anziehungskraft A im Allgemeinen nicht senkrecht zur Horizontal- oder Tangentialebene, sondern bildet mit der Vertikalen den sehr kleinen Winkel γ , so dass $A \sin \gamma$ die polwärts gerichtete Komponente derselben darstellt. Die Grösse des Winkels γ kommt hier nicht in Betracht; wir nehmen indessen Notiz von dem wichtigen Resultate, dass überall auf der Erdoberfläche eine polwärts gerichtete Horizontalkomponente der Anziehungskraft existirt, deren Grösse $= m r \omega^2 \sin \varphi$ zu setzen ist.

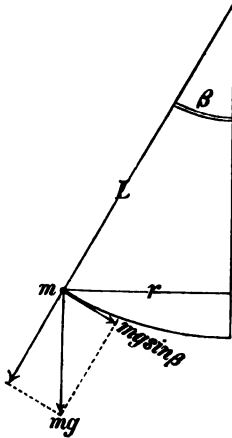
6. Absolute Bewegung eines Körpers auf der ruhend gedachten Erdoberfläche. Um die Konsequenzen der soeben gefundenen Thatsache verfolgen zu können, stelle man sich vor, dass die Erde in Ruhe versetzt werde, ohne dass die Gestalt derselben eine Aenderung erfährt! Da die Anziehungskraft von der Rotation der Erde unabhängig ist, so haben wir es nach wie vor mit der Kraft $m r \omega^2 \sin \varphi$ zu thun, und alle Bewegungen, welche der auf der Erdoberfläche rollende kugelförmige Körper m ausführt, sind absolute Bewegungen unter dem alleinigen Einflusse dieser uns vollkommen bekannten physikalischen Kraft. Einige Grundzüge derselben wird man deshalb sogleich angeben können.

Wird der Körper an irgend einer Stelle im Breitenkreise φ einfach frei gelassen, so setzt er sich sogleich in Bewegung und rollt auf einem Meridian dem nächsten Pole zu; diese Bewegung erfolgt mit beständig wachsender Geschwindigkeit, da die treibende Kraft $m r \omega^2 \sin \varphi$ erst im Pole selbst gleich Null wird (indem nämlich $\sin \varphi$, immer langsamer wachsend, dem Grenzwerthe 1, r aber dem Werthe Null zustrebt). Vermöge der gewonnenen Geschwindigkeit rollt aber der Körper über den Pol hinaus, bis dieselbe durch die, jetzt der Bewegung entgegenwirkende Kraft vollkommen verbraucht ist — was bei Abwesenheit aller Reibung erst bei dem Wiedereintreffen auf dem Breitenkreise φ erfolgt. Hier kehrt er um und

wäre. Bei einem Ellipsoid ist dieses zwar nicht mehr ganz zutreffend, indessen ist die Abweichung der Erde von der Kugelgestalt so unbedeutend, dass man unbedenklich den Mittelpunkt derselben als das Anziehungscentrum betrachten darf, während die „Schwerkraft“ (man vergl. die Fussnote S. 10) im Allgemeinen nicht nach dem Mittelpunkte der Erde gerichtet ist.

durchläuft dieselbe Bahn in entgegengesetzter Richtung, kurz: wir haben es mit einer periodischen Bewegung zu thun, welche mit derjenigen eines gewöhnlichen Pendels die grösste Aehnlichkeit besitzt.

Fig. 4.



Ein gewöhnliches einfaches Pendel repräsentirt bekanntlich einen Massenpunkt m , welcher durch eine starre gerade Linie gezwungen ist, sich auf einer Kugelfläche zu bewegen und deshalb ein sphärisches oder Kugel-Pendel genannt wird; unterhalten wird die Bewegung desselben durch die vertikal abwärts wirkende Schwerkraft mg . Ist das Pendel um den Winkel β aus der Ruhelage entfernt worden, so wirkt in der Richtung zur Ruhelage (parallel zur Kugelfläche) die Komponente $mg \sin \beta$ auf den Massenpunkt ein, und diese allein beschleunigt und verzögert die Bewegung des Pendels. Man erkennt sogleich, dass die treibende Kraft in der Ruhelage gleich Null wird, gerade so, wie es bei dem auf

der ruhenden Erdoberfläche rollenden Körper der Fall war.

Im Allgemeinen ist allerdings das Gesetz, nach welchem die treibende Kraft mit der Entfernung von der Ruhelage sich ändert, in beiden Fällen nicht identisch; die Analogie ist indessen eine vollständige, wenn man bei dem Studium der schwingenden Bewegungen auf sehr kleine Abstände von der Ruhelage sich beschränkt; bekanntlich gestaltet sich alsdann die Behandlung des Problems der Pendelbewegung besonders einfach, während dasselbe für grössere Schwingungen nicht mehr in elementarer Weise gelöst werden kann.

Die soeben behauptete Analogie der beiden in Rede stehenden Vorgänge wird sofort deutlich hervortreten, wenn man dem Ausdrucke für die das Pendel treibende Kraft eine etwas abweichende Form verleiht. Führt man nämlich die Länge L des Pendels ein, so kann man setzen:

$$m \cdot g \sin \beta = mg \frac{L \sin \beta}{L} = m \frac{g}{L} \cdot r$$

wobei r den Abstand der Pendelkugel m von der Ruhelage der Pendelstange bedeutet.

Bei dem Problem der Bewegung auf der sphäroidischen Erdoberfläche kann aber — wie oben schon angedeutet — in der unmittelbaren Umgebung des Poles der Ausdruck für die horizontale Kraft in folgender Weise vereinfacht werden:

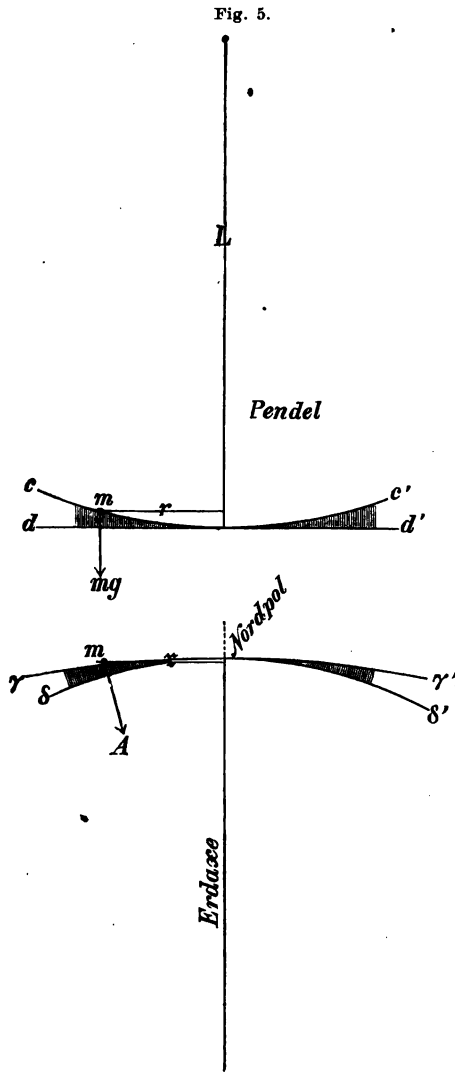
$$m r \omega^2 \sin \varphi = m \omega^2 \cdot r$$

Dass aber die Symbole r und r in beiden Fällen eine durchaus entsprechende Bedeutung haben, wird in überzeugender Weise die Figur 5 demonstrieren, in welcher sich der obere Theil auf das gewöhnliche Pendel, der untere auf die sphäroidische Erdoberfläche bezieht. Um übrigens die Analogie noch deutlicher zu erkennen, denke man sich den Effekt der starren Pendelstange ersetzt durch eine starre Hohlkugel cc' , in welcher die Pendelkugel m ohne Reibung rollt; diese Kugeloberfläche steht alsdann zu der Horizontalen dd' in genau derselben Beziehung, wie die sphäroidische Erdoberfläche $\gamma\gamma'$ zu der exakten Kugel $\delta\delta'$, welche im Nordpole die wirkliche Erdoberfläche berührt. Die Schraffirung hat oben die Richtung der Schwerkraft mg , unten diejenige der Anziehungskraft A der Erdmasse.

Sobald nun die aus der Deformation der Horizontalfläche dd' in eine Kugelfläche cc' , und der exakten Kugelfläche $\delta\delta'$ in eine Sphäroidfläche $\gamma\gamma'$ entspringenden tangentialen Kräfte $m \frac{g}{L} \cdot r$ und $m \omega^2 \cdot r$ vollständig berücksichtigt sind, begeht man nur einen durchaus untergeordneten, rein geometrischen Fehler, wenn man die unmittelbare Umgebung der Ruhelage, resp. des Erdpoles, als ebene Flächen betrachtet, auf denen die Bewegungen von Statten gehen, und in denen die bewegendenden Kräfte nach einem höchst einfachen, und in beiden Fällen ganz übereinstimmenden Gesetze mit dem Abstände r resp. r vom Mittelpunkte M der Bewegung sich ändern, indem sie diesem Abstände einfach proportional sind. Für sehr kleine Schwingungen ist also das vorliegende Problem mit demjenigen der Pendelbewegung schlechtweg identisch, und man hat zur Lösung desselben Nichts weiter nöthig, als in den Gleichungen der Pendelbewegung den Quotienten $\frac{g}{L}$ durch ω^2 zu ersetzen.

Um das Verständniss der Pendelbewegung durch einen Versuch zu fördern, lasse man z. B. eine eiserne Kugel von etwa 3—4 Kilogr. Gewicht, welche unten mit einem Messingstift als Index versehen ist, an einem mindestens 3 Meter langen Stahldraht von der Decke herabhängen, so dass der Index sich unmittelbar

über einer Tischplatte bewegt. Entfernt man die Kugel um etwa 25 cm aus ihrer Ruhelage und lässt dieselbe los, indem man ihr gleichzeitig einen seitlichen Stoss versetzt, so sieht man den Index



andauernd in einer regelmässigen Kurve sich bewegen, welche einer Ellipse ausserordentlich nahe kommt; je nach der Intensität des seitlichen Stosses wird das Verhältniss zwischen der grossen und kleinen Axe variiren, sodass die Ellipse bald einem Kreise, bald einer geraden Linie sich nähert.

Diese elliptische Bahn kann aber ausserdem mit Leichtigkeit in voller Strenge konstruirt werden. Man zerlege den Umfang eines Kreises vom Radius a in 24 gleiche Theile, was ja mit Hülfe der 6 maligen Abtragung des Radius sehr leicht ausführbar ist (Fig. 6). Zieht man nun alle, die Theilpunkte verbindenden Durchmesser, so zerlegen diese einen kleineren, concentrischen Kreis vom Radius b ebenfalls in 24 gleiche Theile. Alsdann konstruirt man sämtliche Sekanten, welche je 2 Theilpunkte des grossen Kreises verbinden und zu dem beliebig angenommenen Radius a senkrecht stehen, und verfähre ebenso

bei dem kleinen Kreise, nachdem in diesem ein Radius b senkrecht zu a angenommen ist. Alsdann repräsentiren die aus der Fig. 6 ersichtlichen, mit 1, 2, 3, 4 ... bezeichneten Schnittpunkte der



beiden Sekanten-Systeme diejenigen Punkte der Ellipse, welche ein vom Endpunkte o von \mathfrak{b} mit einer gewissen, zu b normalen Geschwindigkeit ausgehendes Pendel nach 1, 2, 3, 4 . . . Zeiteinheiten erreicht, wenn die Umlaufszeit des Pendels 24 Zeiteinheiten beträgt.

Im Grunde handelt es sich bei dieser Konstruktion um Nichts anderes, als um die Kombination zweier zu einander senkrechter, einfach hin und her gehender Pendel-Bewegungen, für welche sich eine vollkommen analoge Konstruktion in den Lehrbüchern der Physik angegeben findet. (Vergl. besonders J. Müllers grosses Lehrb., I. Bd. § 116 u. 117.) Die elliptische Bewegung wird dargestellt durch die beiden Gleichungen:

$$\begin{aligned}x &= a \sin\left(\frac{2\pi}{\mathfrak{T}} t\right) \\y &= b \cos\left(\frac{2\pi}{\mathfrak{T}} t\right),\end{aligned}$$

worin t die seit dem Beginn der Bewegung (Punkt 0) verflossene Zeit, \mathfrak{T} die ganze Umlaufszeit bezeichnet. (Indem man die erste Gleichung durch a , die zweite durch b dividirt, und darauf quadirt und addirt, gelangt man zu der gewöhnlichen Gleichung der Ellipse: $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$. — Leicht wird man sich ferner davon überzeugen, dass sich — diesen Gleichungen zufolge — das Pendel nach der Zeit $t = \frac{\mathfrak{T}}{4}$ in 6, $t = \frac{\mathfrak{T}}{2}$ in 12 etc. befinden muss.)

Bei der einfachen geradlinigen Pendelbewegung ist bekanntlich $t = \pi \sqrt{\frac{L}{g}}$ die Beziehung zwischen der Schwingungsdauer t und der Länge L des Pendels. Bei kleinen Amplituden ist t von der Grösse der letzteren unabhängig; folglich haben die zu einander senkrechten, geradlinigen Pendelbewegungen, aus denen die elliptische Bewegung zusammengesetzt ist, die gleiche Schwingungsdauer t , weshalb die Zeit \mathfrak{T} eines ganzen Umlaufes (welcher je 2 Schwingungsdauern t umfasst) $= 2t$ ist. Für die Umlaufszeit \mathfrak{T} gelangen wir demnach zu der Relation:

$$\mathfrak{T} = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}}.$$

In den Pendelgesetzen ist nun — wie oben bereits erörtert — $\frac{g}{L}$ durch ω^2 zu ersetzen, um (für die unmittelbare Umgebung des Poles) zu den Bewegungsgesetzen des auf der ruhend gedachten,

sphäroidalen Erdoberfläche ohne Reibung rollenden Körpers zu gelangen; für letztere Bewegung ergibt sich somit:

$$\mathfrak{X} = \frac{2\pi}{\omega}.$$

Da nun aber $\omega = \frac{2\pi}{\text{Rotationsdauer der Erde}}$ ist, so erhält man das bemerkenswerthe Resultat:

$$\mathfrak{X} = \text{Rotationsdauer der Erde.}$$

Der rollende Körper legt also seine elliptische Bahn, in deren Mittelpunkt sich der Pol befindet, in 24 Stunden zurück. Die in unserer Fig. 6 zu Grunde gelegte, und zunächst unbestimmt gelassene Zeiteinheit ist also eine Stunde (Sternzeit). Ersetzt man aber in den oben angegebenen (den Pendelgesetzen entlehnten) Bewegungsgleichungen den Bruch $\frac{2\pi}{\mathfrak{X}}$ durch ω , so nehmen dieselben für den auf der Erdoberfläche rollenden Körper folgende Form an:

$$\begin{aligned} x &= a \sin \omega t \\ y &= b \cos \omega t. \end{aligned}$$

7. Relative Bewegung eines Körpers auf der rotirenden Erdoberfläche (in der Umgebung der Pole). Jetzt wolle man sich vorstellen, dass der eigentliche Erdkörper von der ruhenden Oberfläche, auf welcher die absolute elliptische Bewegung von Statten geht, durch einen sehr kleinen Zwischenraum getrennt werde, so dass der Erdkörper innerhalb der ruhenden Hülle wieder rotiren kann. Da diese Rotationsbewegung die anziehende Kraft des Erdkörpers vollkommen ungeändert lässt, so kann auch in der Bewegung der rollenden Kugel keine Aenderung erfolgen; in Bezug auf die starre und ruhende, sphäroidale Hülle beschreibt die Kugel nach wie vor eine Ellipse. Beziehen wir aber die Bewegung derselben auf den rotirenden Erdkörper, so ergibt sich offenbar eine ganz andere Bahn; letztere repräsentirt die relative, erstere die absolute Bewegung der rollenden Kugel. Offenbar kann aber die relative Bahn aus der absoluten leicht abgeleitet werden, denn sie besteht aus der Reihe derjenigen Punkte auf der Oberfläche des rotirenden Erdkörpers, welche successive mit der Kugel in Berührung kommen. Der absoluten Bewegung der letzteren bis zu den Punkten 1, 2, 3 . . . der festen Oberfläche entspricht eine Winkelbewegung des rotirenden Erdkörpers um $\frac{1}{24}, \frac{2}{24}, \frac{3}{24} \dots$ des ganzen Kreisumfanges. Man findet demnach im Momente $t = 0$ (innerhalb dessen wir die ganze Konstruktion

sehr sorgfältig in etwas grösserem Maassstabe aus, so wird man erkennen, dass die Punkte I, II, III . . . vollkommen äquidistant sind; die relative Bewegung ist also eine gleichförmige und somit überhaupt wesentlich einfacher als die entsprechende absolute Bewegung, welche uns als Ausgangspunkt diene.

Bei dem in Fig. 6 dargestellten Falle ist der Sinn, in welchem die absolute (elliptische) Bahn durchlaufen wird, identisch mit dem Drehungssinn der rotirenden Erdoberfläche. Wie sich die relative Bahn gestaltet, wenn der Körper dieselbe Ellipse in entgegengesetztem Sinne durchläuft, wird durch die Fig. 7 veranschaulicht. In diesem Falle umschlingt die relative Bahn den Pol; wiederum aber wird dieselbe in der gleichen Zeit (12 Stunden) durchlaufen, und — was ganz besonders zu beachten ist — mit demselben Sinne der Drehung, so zwar, dass der Mittelpunkt des Kreises stets auf der rechten Seite der Bahn gelegen ist. Modificirt man die Voraussetzungen der Konstruktion noch in anderer Weise (dadurch z. B., dass man die Axe b der Ellipse ganz verschwinden lässt und die absolute Bewegung auf eine einfache Oscillation reducirt), so wird man stets zu denselben Resultaten gelangen; immer liegt z. B. der Krümmungsmittelpunkt der Bahn auf der rechten Seite derselben. Ändert man aber den Sinn, in welchem die rotirende Fläche sich bewegt, so rückt auch sofort der Krümmungsmittelpunkt der relativen Bahn von der rechten auf die linke Seite derselben.

In unseren Figuren ist der Drehungssinn demjenigen der Uhrzeiger entgegengesetzt, und somit identisch mit demjenigen der Erde am Nordpole; während die Umgebung des Südpoles mit dem Uhrzeiger rotirt.

Die bisher erhaltenen Resultate können in folgenden Satz zusammengefasst werden: Lässt man auf der rotirenden,

gleich $\frac{a-b}{2}$ ist, und dessen Mittelpunkt auf der positiven η -Axe um $\frac{a+b}{2}$ vom Nordpole M entfernt ist.

Ferner ergibt sich durch Differentiation dieser Ausdrücke:

$$\frac{d\xi}{dt} = (a-b) \omega \cos 2\omega t; \quad \frac{d\eta}{dt} = (a-b) \omega \sin 2\omega t$$

und hieraus: $\left(\frac{d\xi}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt}\right)^2 = V^2 = (a-b)^2 \omega^2$.

Die Geschwindigkeit der relativen Bewegung in jenem Kreise ist also konstant, und zwar $= a\omega - b\omega$; aus der Figur erkennt man leicht unmittelbar, dass dieser Ausdruck die ursprüngliche, nach Ost gerichtete relative Geschwindigkeit des Körpers repräsentirt.

vollkommen glatt gedachten Erdoberfläche in der Umgebung des Nordpoles einen Körper ohne Reibung rollen, so bewegt sich derselbe mit konstanter Geschwindigkeit unaufhörlich in einem und demselben Kreise, dessen Mittelpunkt auf der rechten Seite der Bahn gelegen ist; die Zeitdauer eines Umlaufes beträgt 12 Stunden Sternzeit.*)

Für die Umgebung des Südpoles ist der Satz in genau derselben Weise zu formuliren; nur liegt dort der Mittelpunkt des Kreises auf der linken Seite des rollenden Körpers.

Da die Umlaufszeit in der relativen Bahn von der relativen Geschwindigkeit, welche dem Körper auf irgend eine Weise ursprünglich eingeprägt wurde, gänzlich unabhängig ist, so wächst natürlich die Grösse des Kreises proportional dieser Geschwindigkeit; ist letztere gleich Null, so zieht sich die relative Bahn auf einen Punkt zusammen, d. h.: auf der rotirenden Erdoberfläche geräth ein Körper nicht von selbst in Bewegung (diese Thatsache war der Ausgangspunkt unserer ganzen Betrachtung).

Ueberhaupt spielt die von uns aufgefundenene relative Bewegung in Bezug auf andere Bewegungsformen parallel der rotirenden Erdoberfläche offenbar ganz dieselbe Rolle, wie das gleichförmige geradlinige Fortschreiten bei der absoluten Bewegung; man ist somit berechtigt, jene relative Bahn als die Trägheitsbahn auf der rotirenden Erdoberfläche zu bezeichnen. Sehen wir einen Körper in der Umgebung des Nordpoles nicht im Trägheitskreise abc (Fig. 8), sondern beispielsweise in einer geraden Linie (genauer: im grössten Kreise, oder in der geodätischen oder kürzesten Linie) sich bewegen, so verräth sich hierin eine von rechts nach links auf den Körper einwirkende Kraft, welche letzteren aus der angestrebten Trägheitsbahn fortwährend herausdrängt; die Grösse dieser Kraft kann offenbar nach demselben Principe bestimmt werden, welches oben für die absolute Bewegung abgeleitet wurde. Bezeichnet man nämlich mit R_i (Radius inertiae) den Radius des Trägheitskreises abc ; mit V aber die Geschwindigkeit des Körpers in der relativen Bahn ab , so liefert uns wieder der Ausdruck der Centrifugalkraft $\frac{mV^2}{R_i}$ ein Maass für die störende physische Kraft; denn in Bezug auf den Trägheitskreis ist die gerade Linie in demselben, durch den Krümmungsradius R_i charakterisirten

*) Bekanntlich ist die Umlaufszeit der Schwingungsebene des Foucault'schen Pendels genau doppelt so gross.

Grade gekrümmt, wie umgekehrt der Trägheitskreis im Vergleich zur geraden Linie.

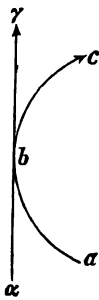
Da nun die Bestimmung derartiger störender Kräfte zu den wichtigsten Aufgaben der Meteorologie gehört, so muss vor allen Dingen bekannt sein, wie gross der Radius R_i eines Trägheitskreises ist, welcher einer gegebenen relativen Geschwindigkeit V entspricht.

Diese Beziehung ist indessen leicht zu ermitteln. Da der Trägheitskreis in 12 Stunden durchlaufen wird, ω aber die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation bezeichnet, so ist 2ω die Winkelgeschwindigkeit der relativen Trägheitsbewegung; $2\omega R_i$ repräsentirt somit die vorher mit V bezeichnete relative Geschwindigkeit; die gesuchte Relation ist also:

$$2\omega R_i = V \text{ oder: } R_i = \frac{V}{2\omega}.$$

Wenden wir dieselbe an auf das soeben betrachtete Beispiel der geradlinigen (relativen) Bewegung, indem wir in $\frac{m V^2}{R_i}$ den Radius R_i durch $\frac{V}{2\omega}$ ersetzen, so ergibt sich $2mV\omega$ als Maass

Fig. 8.



der von rechts nach links auf den Körper einwirkenden physischen Kraft.

Für gewöhnlich wird indessen der hier vorliegende Vorgang in umgekehrter Weise aufgefasst. Man behandelt nämlich die Probleme der relativen Bewegung derartig, als befände sich der Schauplatz dieser Bewegungen vollkommen in Ruhe, berücksichtigt aber den Einfluss der Erdrotation dadurch, dass man denselben als eine besondere Kraft in die Rechnung einführt. Dass auch diese Auffassung berechtigt ist, geht aus den vorstehenden Erörterungen deutlich genug hervor. Beispielsweise kann man die Bewegung, welche mit der Geschwindigkeit V im Trägheitskreise erfolgt, als das Resultat einer fingirten, unaufhörlich von links nach rechts (Fig. 8) auf den Körper einwirkenden Kraft betrachten, welcher man den Namen: Ablenkende Kraft der Erdrotation gegeben hat; für die Grösse dieser Kraft wird natürlich derselbe Ausdruck gelten, welcher oben für die entsprechende, entgegengesetzt gerichtete physische Kraft gefunden wurde.

Dass übrigens hierdurch der Einfluss der Erdrotation in er-

schöpfender Weise eingeführt ist, ergibt sich aus der oben aufgefundenen Thatsache, dass die Bewegung im Trägheitskreise eine gleichförmige ist. Das Resultat unserer Betrachtungen kann deshalb auch in folgender Weise ausgesprochen werden:

Ein jeder, auf der Erdoberfläche oder parallel derselben sich bewegende Körper von der Masse m hat in der Umgebung des Nordpols die Tendenz, nach rechts aus der jeweiligen Bewegungsrichtung auszuweichen; die Grösse dieser Tendenz wird ausgedrückt durch die ablenkende Kraft: $2mV\omega$, worin V die jeweilige Geschwindigkeit des Körpers, ω die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation bezeichnet. Von dem Azimuth der Bewegung ist diese Tendenz vollkommen unabhängig. In der Umgebung des Südpoles hat die Tendenz denselben Werth, aber die entgegengesetzte Richtung: von rechts nach links.

8. Relative Bewegung eines Körpers an einer beliebigen Stelle der rotirenden Erdoberfläche. Wie sich der Einfluss der Erdrotation in dem weit grösseren Theile der Erdoberfläche gestalten wird, welcher nicht zur Umgebung der Pole gehört, wollen wir mit Hülfe der bisher benutzten Vorstellungen wenigstens anzudeuten versuchen. Der Zustand relativer Ruhe eines Körpers, welchen derselbe auf der Horizontalebene in irgend einer geogr. Breite φ erfahrungsgemäss von selbst beibehält, besteht — absolut genommen — aus einer kreisförmigen Oscillation unter dem Einflusse der polwärts gerichteten Komponente

$$m r \omega^2 \sin \varphi$$

der Anziehungskraft der Erde; die Geschwindigkeit dieser westostwärts gerichteten Bewegung ist $r\omega$. Offenbar kann nun aber die absolute Bewegung unter dem Einflusse dieser Kraft, wenn in derselben Breite die Geschwindigkeit dieselbe bleibt, auch in entgegengesetzter Richtung sich vollziehen, gerade so, wie es vollkommen gleichgültig ist, ob wir einem sphärischen Pendel (wie es oben beschrieben wurde) bei einer gewissen, beträchtlich anzunehmenden Elevation, eine kreisförmige Bewegung in dem einen oder dem entgegengesetzten Sinne verleihen. Wird nun aber, absolut genommen, der Breitenkreis in ost-westlicher Richtung mit der Geschwindigkeit $r\omega$ durchlaufen, während die Erde in entgegengesetzter Richtung mit derselben Geschwindigkeit weiterrotirt, so hat der Körper offenbar eine relative ost-westliche Geschwindigkeit von doppelter Grösse:

$$V = 2 r \omega.$$

Letztere Bewegung ist somit geradeso wie die relative Ruhe ein specieller Fall der relativen Trägheitsbewegung. Nur in zwei ganz bestimmten Fällen der relativen Geschwindigkeit vermag also ein freier, von allen physischen Kräften unbeeinflusster Körper im Breitenkreise zu verharren, während man früher annahm, dass das schliessliche Resultat einer jeden Ablenkung durch die Erdrotation in einer Bewegung parallel den Breitenkreisen bestehen müsse.

Um nun aber das gefundene Resultat auch numerisch verwerthen zu können, muss man sich vergegenwärtigen, dass auf der nahezu kugeligen Erdoberfläche ein Breitenkreis in Bezug auf den, in irgend einem gewissen Punkte ihn berührenden grössten Kreis gekrümmt ist, geradeso, wie ein Kreis auf der Ebene in Bezug auf eine berührende Linie. In der That, wenn man sowohl bei dem grössten Kreise, als auch bei dem Breitenkreise von der Krümmung, welche durch ihre gemeinschaftliche Angehörigkeit zur Kugeloberfläche bedingt ist, abstrahirt, so geht der grösste Kreis über in eine gerade Linie, der Breitenkreis aber in einen Kreis vom Radius l , wenn l die Seitenlinie desjenigen Kegels bezeichnet, welcher die Kugel im Breitenkreise φ ringsum berührt. Aus Figur 3 ergibt sich aber sofort, dass $l = \frac{r}{\sin \varphi}$ ist.

Als Maass der „ablenkenden Kraft der Erdrotation“, welche den Körper aus der Bewegung im grössten Kreis herausdrängt, dient aber auch hier wieder die Centrifugalkraft $m \frac{V^2}{l}$. Substituirt man aber für l und den einen Faktor V die vorher gefundenen Ausdrücke, so ergibt sich:

$$\text{Ablenkende Kraft} = 2mV\omega \sin \varphi.$$

Dieser Ausdruck ist dem für die Umgebung der Pole gewonnenen vollkommen analog gebildet und enthält nur noch $\sin \varphi$ als Faktor, so dass die „ablenkende Kraft“ am Aequator gleich Null wird, und beim Uebergang zur südlichen Hemisphäre negative Werthe erhält, d. h. einer umgekehrt: von rechts nach links wirkenden Kraft entspricht, bis schliesslich am Südpole das vorher schon gefundene Maximum: — $2mV\omega$ dieser Kraft erreicht wird.

Die vorstehende Ableitung dieses Ausdruckes beweist denselben indessen nicht einmal allgemein für eine beliebige Bewegung im Breitenkreise, sondern nur für einen bestimmten Fall der Geschwindigkeit. Diese Lücke kann jedoch durch eine wesentlich andere Betrachtungsweise sehr leicht ausgefüllt werden.

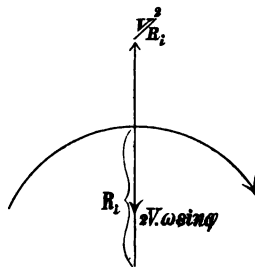
Wenn ein Körper von der Masse m in der (positiven) Breite

φ in relativer Ruhe verharrt, also mit der Erde rotirt, so hat derselbe wie oben, pag. 11 erörtert, die durch den Ausdruck $m r \omega^2 \sin \varphi$ wiederzugebende Tendenz, nach rechts (äquatorwärts) aus dem Breitenkreise auszuweichen; durch eine polwärts gerichtete Komponente der Anziehungskraft wird diese Tendenz kompensirt. — Hat aber der Körper ausserdem noch eine ostwärts gerichtete relative Geschwindigkeit V (bewegt er sich also, wie in einem Kanal, parallel dem Breitenkreise nach Osten), so ist seine absolute Rotationsgeschwindigkeit nicht mehr $r\omega$, sondern $r\omega + V$, und somit $\omega + V/r$ seine absolute Winkelgeschwindigkeit; die Tendenz, nach rechts aus dem Breitenkreise auszuweichen, wird also eine entsprechend grössere sein und wird offenbar durch Einführung dieser Winkelgeschwindigkeit für ω in obigen Ausdruck erhalten; daraus ergibt sich:

$$\begin{aligned} \text{Tendenz} &= m r \left(\omega + \frac{V}{r} \right)^2 \sin \varphi \\ &= m r \omega^2 \sin \varphi + 2 m V \omega \sin \varphi + m \frac{V^2}{r \sin \varphi} \end{aligned}$$

Fassen wir jedes von den gewonnenen 3 Gliedern einzeln ins Auge, so wissen wir von dem ersten bereits, dass dasselbe infolge der Abweichung der Erde von der Kugelgestalt durch eine Komponente der Anziehungskraft kompensirt wird. Die beiden anderen müssen aber durch anderweitige physische Kräfte, z. B. durch den Widerstand des Kanals, in welchem der Körper rotirt, überwunden werden. Man wird indessen zugeben, dass das letzte Glied ebenfalls noch verschwinden würde, wenn der Kanal nicht dem Breitenkreise, sondern dem tangirenden grössten Kreise sich anschmiegte; denn der Krümmungsradius $r/\sin \varphi$ repräsentirt, wie wir oben, pag. 22 bereits gesehen haben, das Maass der Krümmung des Breitenkreises, bezogen auf den grössten Kreis (oder richtiger: die geodätische Linie). Es bleibt also nur noch das mittlere Glied $2 m V \omega \sin \varphi$ übrig; mit dieser Kraft sucht der Körper aus der jeweiligen (durch den grössten Kreis charakterisirten) Bahnrichtung nach rechts heranzutreten, wenn er sich mit der beliebigen relativen Geschwindigkeit V momentan in der Richtung des Breitenkreises bewegt; d. h.: wenn andere physische Kräfte nicht vorhanden sind, so folgt der Körper nicht dem grössten Kreise,

Fig. 9.



sondern weicht nach Maassgabe der Kraft $2mV\omega\sin\varphi$ von demselben ab, und beschreibt eine Kurve, deren Krümmungsradius R_i aus der Gleichung

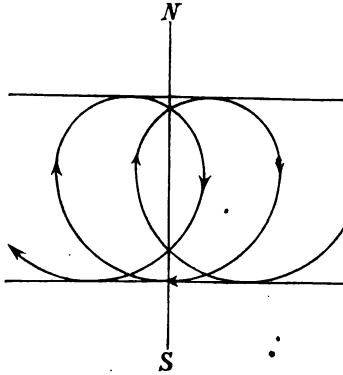
$$2mV\omega\sin\varphi = m\frac{V^2}{R_i}$$

sich ergibt, was bei Betrachtung der Fig. 9 ohne Weiteres verständlich sein wird. Die Auflösung nach R_i führt zu dem Ausdrucke

$$R_i = \frac{V}{2\omega\sin\varphi}$$

für den Krümmungsradius der Trägheitskurve in der geogr. Breite φ . Da dieser Ausdruck bei Annäherung an den Pol in denjenigen übergeht, welcher oben (pag. 20) unmittelbar durch Konstruktion gefunden wurde, so ist es von vornherein sehr wahrscheinlich, dass die Trägheitskurven in der beliebigen Breite φ auch analoge Eigenschaften zeigen werden, wie in der Nähe der Pole, dass also z. B. der Krümmungsmittelpunkt nicht nur bei Bewegungen nach Ost und nach West,

Fig. 10.



sondern für jedes Azimuth derselben, auf der nördlichen Hemisphäre stets auf der rechten Seite der Bahn liegen wird. Da indessen der Werth der Krümmung mit dem Sinus der geogr. Breite variirt, so können die Trägheitsbahnen nicht mehr geschlossene Kurven sein; vielmehr wird ein, der Trägheitskurve folgender Körper — wie es die beistehende Fig. 10 andeutet — allmählig westwärts fortrücken, dabei aber stets zwischen denselben zwei Breitenkreisen verharren.

Die im Vorstehenden ausgesprochene Vermuthung, dass der Ausdruck $R_i = \frac{V}{2\omega\sin\varphi}$ für alle Azimuthe der relativen Bewegung gültig sei, bedarf einer streng wissenschaftlichen Bestätigung, welche sich unter Benutzung der bisherigen Basis in der folgenden einfachen Weise geben lässt.

Wie oben, so setzen wir auch hier bezüglich der Gestalt der Erde nur voraus, dass dieselbe ein Rotationskörper sei, und dass ein auf der Oberfläche desselben rollender Körper von der Masse m nur einer polwärts gerichteten Horizontalkomponente $P = m r \omega^2 \sin\varphi$ der Anziehungskraft der Erde unterworfen ist.

An irgend einer Stelle seiner absoluten Bewegung habe derselbe die absolute Geschwindigkeit W , deren Azimuth (von Nord über Ost nach Süd gerechnet) mit μ bezeichnet werden möge. Es sei ausserdem dS das Bahnelement; dann ist $PdS \cdot \cos \mu$ die Elementar-Arbeit der stets nach Nord gerichteten Kraft, und als solche gleich dem Inkrement $d\left(\frac{m W^2}{2}\right)$ der lebendigen Kraft zu setzen.

[Fig. 11.

Hierbei resultirt zunächst:

$$\frac{1}{2} d(W^2) = r\omega^2 \sin \varphi \cdot dS \cdot \cos \mu.$$

Aus der beistehenden Figur ist aber ersichtlich, dass $dS \cos \mu = \overline{ab}$, und $\overline{ab} = -\frac{dr}{\sin \varphi}$, so dass die Gleichung geschrieben werden kann

$$\frac{1}{2} d(W^2) = -r\omega^2 dr$$

woraus durch Integration:

$$1) \quad W^2 = D - r^2 \omega^2 \quad (D \text{ eine Konstante}).$$

Ferner muss die Projektion der Bewegung des Körpers m auf die Aequatorebene dem Princip der Erhaltung der Flächen folgen, da die einzige, denselben beeinflussende Kraft eine blosse Funktion der geogr. Br. φ , oder des Abstandes r von der Erdaxe ist; dieses Princip (vgl. § 9) wird ausgedrückt durch die Gleichung:

$$2) \quad W \sin \mu = \frac{C}{r},$$

wo C eine andere Konstante bezeichnet. Gl. 1) und 2) sind zunächst zur Ableitung eines Ausdruckes für die andere Komponente $W \cos \mu$ der absoluten Geschwindigkeit zu kombiniren; aus 2) folgt:

$$\frac{C^2}{r^2} = W^2 - W^2 \cos^2 \mu, \text{ oder: } W^2 \cos^2 \mu = W^2 - \frac{C^2}{r^2}.$$

Hieraus aber, wenn W^2 rechts durch den Ausdruck in 1) ersetzt wird:

$$3) \quad W \cos \mu = \sqrt{D - r^2 \omega^2 - \frac{C^2}{r^2}}.$$

Die Gleichungen 2) und 3) enthalten die west-östliche und die süd-nördliche Komponente der absoluten Geschwindigkeit als Funktionen des Abstandes r von der Axe; man hat davon offenbar nur die entsprechenden Geschwindigkeiten, $r\omega$ und Null, der Erdoberfläche an der betreffenden Stelle zu subtrahiren, um die korrespondirenden Komponenten $V \sin \nu$ und $V \cos \nu$ der relativen Geschwindigkeit zu erhalten (mit ν ist das Azimuth der relativen Bewegungsrichtung bezeichnet); dabei ergibt sich:

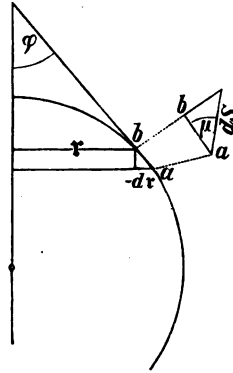
$$4) \quad V \sin \nu = \frac{C}{r} - r\omega; \quad V \cos \nu = \sqrt{D - r^2 \omega^2 - \frac{C^2}{r^2}}.$$

Wenn man diese Ausdrücke quadriert und addirt, so erhält man sogleich:

$$5) \quad V^2 = D - 2C\omega = \text{konstant}.$$

Die relative Trägheitsbewegung ist also eine gleichförmige.

Um aber bezüglich der Krümmung der relativen Bahn Auskunft zu erhalten, ist an einen allgemeinen, für alle Rotationskörper gültigen Satz zu



erinnern, nach welchem der Radius R der „geodätischen“ Krümmung einer beliebigen, der Oberfläche des Rotationskörpers angehörigen Kurve durch

$$R = \frac{r \cos \nu \cdot ds}{d(r \sin \nu)}$$

auszudrücken ist. *) Der Nenner kann zunächst geschrieben werden:

$$r \cos \nu \cdot d\nu + \sin \nu \cdot dr;$$

substituiert man hierin die aus der ersten der Gleichungen 4) mit Rücksicht auf 5) gewonnenen Werthe:

$$\cos \nu \cdot d\nu = -\frac{1}{r} \left(\frac{C}{r^2} + \omega \right) dr; \quad \sin \nu = \frac{1}{V} \left(\frac{C}{r} - r\omega \right),$$

so geht der Nenner über in $-\frac{2r\omega dr}{V}$, und für R erhält man:

$$R_i = -\frac{V \cos \nu ds}{2\omega dr}, \text{ oder,}$$

$$\text{da } \frac{\cos \nu ds}{dr} = \frac{1}{\sin \varphi} \text{ ist (vergl. Fig. 11): } R_i = \frac{V}{2\omega \sin \varphi}.$$

Um zu erfahren, in welchem Sinne die Trägheitsbahn gekrümmt ist, bedient man sich am einfachsten der ersten von den Gleichungen 4); bezeichnet man nämlich mit r_0 denjenigen Abstand von der Erdaxe, in welchem $\nu = 0$ wird, so kann die Gleichung in folgender Weise geschrieben werden:

$$\sin \nu = \frac{\omega}{V} \left(\frac{r_0^2}{r} - r \right).$$

Betrachtet man nun zwei Stellen der Erdoberfläche mit dem gleichen Abstände r_0 von der Axe, von denen die eine auf der nördlichen, die andere auf der südlichen Hemisphäre gelegen ist, so ist $\sin \nu$ in beiden Fällen = 0, d. h. die Bewegung ist eine rein süd-nördliche; im weiteren Verlaufe dieser Bewegungen wird aber r auf der nördlichen Hemisphäre kleiner und damit $\sin \nu > 0$; auf der südlichen aber wird r grösser und damit $\sin \nu < 0$; der Körper entfernt sich also dort nach rechts, hier nach links aus dem Meridian.

Hiernach kann der oben, pag. 21, ausgesprochene Satz in den folgenden erweitert werden: Ein jeder, auf der Erdoberfläche oder parallel derselben sich bewegende Körper von der Masse m hat vermöge der Erdrotation die Tendenz, auf der nördlichen Hemisphäre nach rechts, auf der südlichen nach links aus seiner jeweiligen Bewegungsrichtung auszuweichen; diese Tendenz wird ausgedrückt durch die Kraft $2mV\omega \sin \varphi$ und ist von dem Azimuth der Bewegung vollkommen unabhängig. — Geschieht die Bewegung allein unter dem Einflusse dieser Tendenz, so bewegt sich der Körper in einer Bahn, deren Krümmungsradius R_i folgende Grösse hat: $R_i = \frac{V}{2\omega \sin \varphi}$. Nach dieser Formel ergeben sich für verschiedene geographische Breiten und Geschwin-

*) Schell: Theorie der Bewegungen und der Kräfte, p. 375 der ersten Auflage.

digkeiten folgende Werthe des Krümmungsradius R_i der Trägheitsbahn (in Kilometern):

Geograph. Breite:		0°	2 1/2°	5°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
Geschwindigkeit V {	20 m	∞	3144	1572	790	401	274	213	179	158	146	139	137
	10 m	∞	1572	787	395	200	137	107	90	79	73	70	69
	5 m	∞	786	393	197	100	69	53	45	40	36	35	34

Im Anschlusse an diejenigen Vorstellungen, welche der pag. 25 und 26 mitgetheilten, trotz ihrer Kürze vollkommen erschöpfenden Behandlung des Bewegungs-Problems auf der rotirenden Erdoberfläche zu Grunde liegen, kann jetzt noch untersucht werden, in welcher Weise der Druck des Körpers auf die Erdoberfläche durch die relative Bewegung desselben modificirt wird.

Man hat zu dem Ende auf die absolute Bewegung zurückzugreifen, und leicht wird man sich davon überzeugen, dass der Normaldruck, um welchen die Bewegung des Körpers die auf ihn ausgeübte vertikale Komponente $A \cos \gamma$ (vergl. Fig. 3) der Anziehungskraft verringert, durch den gewöhnlichen Ausdruck $m \frac{W^2}{\mathfrak{R}_\mu}$ für die Centrifugalkraft gegeben ist, wenn

W die absolute Geschwindigkeit, \mathfrak{R}_μ aber den Krümmungsradius desjenigen Normalschnittes bezeichnet, welcher die Richtung der absoluten Bewegung berührt. Bekanntlich ist aber der Krümmungsradius \mathfrak{R}_μ eines Normalschnittes, dessen Richtung von derjenigen des Hauptnormalschnittes vom grössten Krümmungshalbmesser \mathfrak{R}_1 um den Winkel μ abweicht, durch die folgende Gleichung bestimmt:

$$7) \quad \frac{1}{\mathfrak{R}_\mu} = \frac{\cos^2 \mu}{\mathfrak{R}_1} + \frac{\sin^2 \mu}{\mathfrak{R}_2},$$

wo \mathfrak{R}_2 den Krümmungsradius des anderen Hauptnormalschnittes darstellt, und zwar hier desjenigen, welcher die Richtung des Breitenkreises berührt.*) Hieraus folgt, dass die Schwerkraft-Beschleunigung g_V des bewegten Körpers sich bestimmt aus

$$8) \quad g_V = \frac{A \cos \gamma}{m} - \frac{W^2 \cos^2 \mu}{\mathfrak{R}_1} - \frac{W^2 \sin^2 \mu}{\mathfrak{R}_2}.$$

In diesen Ausdruck sind die Symbole, welche die relative Bewegung charakterisiren, leicht einzuführen, denn man erinnert sich aus dem Vorstehenden [Gl. 3) 4) und 2)] der Relationen:

$$9) \quad W \cos \mu = V \cos \nu; \quad W \sin \mu = V \sin \nu + r \omega$$

Hierdurch erhält man:

$$10) \quad g_V = \frac{A \cos \gamma}{m} - V^2 \left(\frac{\cos^2 \nu}{\mathfrak{R}_1} + \frac{\sin^2 \nu}{\mathfrak{R}_2} \right) - \frac{r^2 \omega^2}{\mathfrak{R}_2} - \frac{2 r V \omega \sin \nu}{\mathfrak{R}_2}.$$

Die Grösse in der Klammer ist nach 7) offenbar identisch mit $1/\mathfrak{R}_\nu$, wenn \mathfrak{R}_ν den Krümmungsradius des Normalschnittes parallel der relativen Bewegungsrichtung ν bezeichnet. Man braucht also zu fernerer

*) Der erste Hauptnormalschnitt mit dem Krümmungsradius \mathfrak{R}_1 ist im vorliegenden Falle die Meridian-Linie, deren Krümmung mit der Annäherung an den Pol bekanntlich geringer wird.

Umgestaltung nur den Krümmungsradius \mathfrak{R}_2 zu kennen; letzterer hängt bei einem Rotationskörper von dem Radius r des Breitenkreises und der geographischen Breite φ in folgender Weise ab:

$$11) \quad \mathfrak{R}_2 = \frac{r}{\cos \varphi}$$

(Man erkennt beispielsweise leicht die Richtigkeit des Ausdruckes für die Kugel.) Bei Substitution dieses Werthes und der Grösse \mathfrak{R}_r erhält man (mit Veränderung der Reihenfolge der Glieder):

$$12) \quad g_V = \frac{A \cos \gamma}{m} - r \omega^2 \cos \varphi - 2 V \omega \cos \varphi \sin \nu - \frac{V^2}{\mathfrak{R}_v}$$

Für $V=0$ muss dieser Ausdruck sich auf die Beschleunigung g der Schwerkraft im gewöhnlichen Sinne des Wortes reduciren; in der That findet man oben in Gl. 1) der Fussnote zu Seite 10 für g bereits die Form:

$$g = \frac{A \cos \gamma}{m} - r \omega^2 \cos \varphi.$$

So erhält man schliesslich für die Schwerkraftbeschleunigung eines parallel der Erdoberfläche sich bewegenden Körpers folgende Formel:

$$g_V = g - 2 V \omega \cos \varphi \cdot \sin \nu - \frac{V^2}{\mathfrak{R}_v}.$$

Da das Azimuth ν der Geschwindigkeit V von Nord über Ost nach Süd positiv gerechnet wird, so hat g_V den kleinsten Werth bei einer Bewegung nach Osten, den grössten bei der Bewegung nach Westen. Für die Auswerthung des Ausdruckes kann man unbedenklich für \mathfrak{R}_v den mittleren Erdradius \mathfrak{R} substituiren.

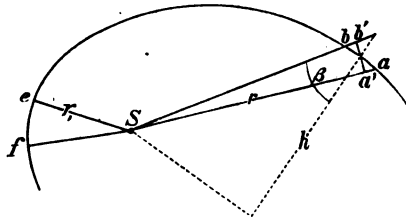
9. Ueber das Princip der Erhaltung der Flächen. Im Vorstehenden (p. 25) wurde von einem mechanischen Princip Gebrauch gemacht, welches auch sonst für die dynamische Meteorologie von nicht geringer Bedeutung ist und deshalb nicht übergangen werden darf. Dasselbe bezieht sich auf die absolute Bewegung und wird für den besonderen Fall, dass es sich ausserdem noch um eine freie Bewegung handelt, in den Lehrbüchern der Physik und Astronomie häufig in geometrischer Weise zu demonstrieren versucht, um das zweite der Kepler'schen Gesetze zu begründen.

Auf eine Wiedergabe dieses elementaren geometrischen Beweises glaubten wir um so eher verzichten zu sollen, als derselbe in der gewöhnlichen Fassung zu ernstern Einwendungen Anlass giebt. Dem Leser, welchem die weiter unten folgende, unseren Zwecken angepasste analytische Ableitung nicht zugänglich ist, wird die Autorität des allbekannten Kepler'schen Gesetzes genügen. Es muss aber hervorgehoben werden, dass die im zweiten Kepler'schen Gesetze ausgesprochene Behauptung: „Der Radiusvektor des Planeten beschreibt in gleichen Zeiten gleiche Flächenräume“ auch dann zu Recht bestehen würde, wenn die vom Centalkörper ausgeübte Anziehung auch nicht dem Newton'schen Gravitationsge-

setze unterworfen wäre; es genügt vielmehr die Voraussetzung, dass die Anziehungskraft stets die Richtung des Radiusvektors habe; auch auf den Sinn der Kraft kommt es nicht an; letztere darf ebensowohl repulsiv wie attraktiv sein. Somit kann das Princip in folgender Weise ausgesprochen werden: Bei einer freien Bewegung unter dem Einflusse einer Centrakraft beschreibt der Radiusvektor in gleichen Zeiten gleiche Flächenräume.

Es erscheint indessen wünschenswerth, die Bedeutung dieses Satzes noch etwas genauer zu erörtern. In Fig. 12 mögen Sab und Sej zwei Flächen-Sektoren bezeichnen, welche je in der Zeiteinheit vom Radiusvektor bestrichen werden. Die beiden Bogen

Fig. 12.



\overline{ab} und ef repräsentiren alsdann die entsprechenden linearen Geschwindigkeiten des Körpers in seiner Bahn, sofern man die Geschwindigkeit während einer Sekunde als konstant betrachten kann; in ganz analoger Weise bezeichnet man die Winkel aSb und eSj als Winkelgeschwindigkeiten, und die gleichnamigen Flächen-Sektoren als Flächen- oder Sektorengeschwindigkeiten des Körpers. Daher kann man, beiläufig bemerkt, auch sagen: „Bei einer freien Centralbewegung ist die Sektorengeschwindigkeit konstant.“

In unserer Figur befindet sich \overline{ef} an einer solchen Stelle der Bahn, an welcher der Radiusvektor auf der Bahnrichtung senkrecht steht; somit ist $\frac{ef \cdot r_1}{2}$ der Flächeninhalt des Sektors, wenn man ihn als Dreieck betrachtet. Anders verhält es sich hingegen mit dem Sektor aSb , indem seine Fläche nicht in ganz entsprechender Weise durch $\frac{\overline{ab} \cdot r}{2}$, sondern durch $\frac{a'b' \cdot r}{2}$ auszudrücken ist; denn man hat zunächst: Doppelte Fläche des Dreiecks = Grundlinie mal Höhe = $\overline{ab} \cdot h$; nun ist $h = r \cos \beta$, andererseits aber auch, wie aus der Figur leicht ersichtlich: $\overline{ab} \cos \beta = a'b'$ demnach die doppelte Dreiecksfläche = $a'b' \cdot r$; — Das in Rede stehende Princip ist also auszudrücken durch $\frac{ef \cdot r_1}{2} = \frac{a'b' \cdot r}{2}$, und hieraus folgt, dass der Satz von der Erhaltung der Flächengeschwindigkeit

auch in folgender Weise interpretirt werden kann: Bei einer freien Centralbewegung verhalten sich die zum Radiusvektor senkrechten Geschwindigkeitskomponenten des Körpers umgekehrt wie die zugehörigen Leitstrahlen; oder — was dasselbe ist — es verhalten sich die Winkelgeschwindigkeiten umgekehrt wie die Quadrate der zugehörigen Leitstrahlen. Wir müssen indessen versuchen, die Gültigkeit des Flächensatzes noch für einen anderen Fall zu erweisen.

Wird eine freie Centralbewegung (welche stets in einer Ebenenkurve erfolgt) auf irgend eine feste Ebene durch Parallelstrahlen projectirt, so entsprechen gleichen Sektoren der Hauptbewegung auch gleiche Sektoren der Projektionsbewegung (da eine projectirte ebene Fläche gleich ist der ursprünglichen, multiplicirt mit dem — hier konstanten — Cosinus des Neigungswinkels beider Flächen gegeneinander); für die Projektionsbewegung gilt somit ebenfalls das Princip der Flächen. — Uebrigens kann auch auf die Projektion irgend einer Bewegung und der dabei wirksamen Kräfte dieselbe analytische Betrachtung angewandt werden, welche bei der freien Centralbewegung zum Flächensatze führt, wodurch man zu der folgenden Modifikation desselben gelangt: Wenn in der Projektion irgend einer Bewegung auf eine feste Ebene die in diese Ebene fallende Kraftkomponente stets durch einen festen Punkt geht, so gilt für diese Projektionsbewegung der Satz von der Erhaltung der Flächen.

Wird beispielsweise ein Körper gezwungen, seine Bewegungen auf der Oberfläche eines Rotationskörpers auszuführen — wie es bei der oben betrachteten, auf der idealen Erdoberfläche ohne Reibung rollenden Kugel der Fall ist — so kann man sich den Widerstand der Oberfläche ersetzt denken durch eine Kraft, die stets normal steht auf der Oberfläche und deshalb immer durch die Axe des Rotationskörpers geht. Letzteres gilt bei der Erde auch von der Anziehungskraft. Bei der Projektion der in Rede stehenden Bewegung auf die Aequatorial-Ebene haben somit sämtliche Kraftkomponenten die Richtung nach dem Erd-Mittelpunkte; diese Projektionsbewegung muss daher dem Flächensatze entsprechen, d. h. deren Winkelgeschwindigkeit Ω muss im umgekehrten Verhältnisse des Quadrates des Radiusvektors variiren. Letzterer ist Nichts Anderes, als der Radius r des Breitenkreises; unser Resultat ist also auszudrücken durch die Gleichungen

$$r_1^2 \Omega_1 = r_2^2 \Omega_2 = r_3^2 \Omega_3 = \dots$$

allgemeiner:

$$r^2 \Omega = C,$$

worin C eine zunächst unbekannte Konstante bezeichnet.

Analytische Ableitung des Princips der Flächen. Ein rechtwinkliges im Raume festes Koordinatensystem x, y, z entspringe im Mittelpunkte der Erde; z gehe durch den Nordpol, x und y also durch den Aequator. Ist nun irgend ein Körper von der Masse m , welcher sich auf oder in einiger Entfernung über der Erdoberfläche befindet, den bewegenden Kräften F_1, F_2, \dots unterworfen, deren Komponenten beziehungsweise mit $X_1, Y_1, Z_1, X_2, Y_2, Z_2, \dots$ bezeichnet werden, so lauten die Bewegungsgleichungen:

$$1) \dots \dots \dots \left\{ \begin{array}{l} m \frac{d^2 x}{dt^2} = X_1 + X_2 + \dots \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} = Y_1 + Y_2 + \dots \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} = Z_1 + Z_2 + \dots \end{array} \right.$$

Es soll nun angenommen werden, dass jede der Kräfte F_1, F_2, \dots stets nach der Erd-, resp. z -Axe gerichtet ist; alsdann hat man allgemein:

$$2) \quad Z = F \sin \Phi,$$

wenn Φ das Komplement desjenigen Winkels bezeichnet, unter welchem F die z -Axe schneidet (vergl. die Fig. 13, welche einen Meridianschnitt der Erde darstellt). Andererseits ersieht man aus Fig. 14, in welcher die Papierebene die Ebene des Aequators repräsentirt, dass die beiden anderen Komponenten folgende Form haben:

$$3) \quad X = F \cos \Phi \frac{x}{r}; \quad Y = F \cos \Phi \frac{y}{r},$$

worin r den Abstand des Körpers von der Erdaxe bezeichnet.

Die Grössen x und r sind für alle Kräfte dieselben; deshalb können die Bewegungsgleichungen in folgender Weise geschrieben werden:

$$4) \left\{ \begin{array}{l} m \frac{d^2 x}{dt^2} = (F_1 \cos \Phi_1 + F_2 \cos \Phi_2 + \dots) \frac{x}{r} \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} = (F_1 \cos \Phi_1 + F_2 \cos \Phi_2 + \dots) \frac{y}{r} \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} = F_1 \sin \Phi_1 + F_2 \sin \Phi_2 + \dots \end{array} \right.$$

Multipliziert man die erste dieser Gleichungen mit y , die zweite mit x , und subtrahirt die erste von der zweiten, so fallen die rechten Seiten fort und es resultirt:

$$x \frac{d^2 y}{dt^2} - y \frac{d^2 x}{dt^2} = 0.$$

Diese Gleichung kann geschrieben werden:

$$\frac{d}{dt} \left(x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} \right) = 0$$

Fig. 13.

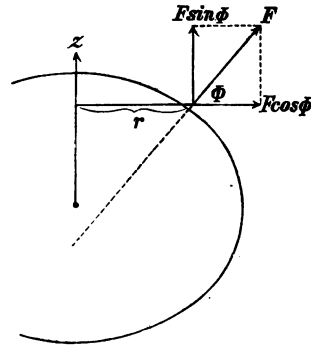
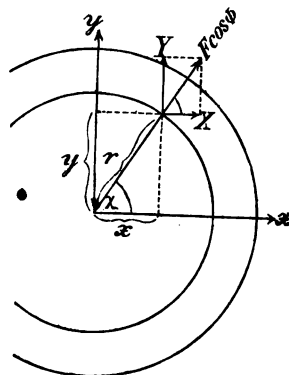


Fig. 14.



d. h. der Ausdruck in der Klammer ist von der Zeit unabhängig, also konstant:

$$6) \quad x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} = C.$$

Die Bedeutung dieses Resultates wird am leichtesten erkannt, wenn man die rechtwinkligen Koordinaten vermöge der Gleichungen

$$6) \quad \begin{aligned} x &= r \cos \chi \\ y &= r \sin \chi \end{aligned}$$

durch Polarkoordinaten ersetzt; hiernach ist:

$$6') \quad \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \frac{dr}{dt} \cos \chi - r \frac{d\chi}{dt} \sin \chi \\ \frac{dy}{dt} &= \frac{dr}{dt} \sin \chi + r \frac{d\chi}{dt} \cos \chi. \end{aligned}$$

Durch Substitution dieser Ausdrücke geht unser Resultat über in:

$$7) \quad r^2 \frac{d\chi}{dt} = C.$$

$\frac{d\chi}{dt}$ bedeutet die Winkelgeschwindigkeit, $r \frac{d\chi}{dt}$ also die zum Radiusvektor senkrechte Komponente der linearen Geschwindigkeit, und $r^2 \frac{d\chi}{dt}$ die doppelte

Sektorengeschwindigkeit; offenbar wird $\frac{d\chi}{dt}$ identisch mit der im Haupt-Texte mit Ω bezeichneten Grösse, sobald man voraussetzt, dass der Körper gezwungen sei, auf der Erdoberfläche sich zu bewegen; alsdann geht auch r über in r , den Radius des Breitenkreises. Dass übrigens bei der Beschränkung der Bewegung eines Körpers auf die Oberfläche der Erde vorstehende Betrachtungen gültig sind, ergibt sich daraus, dass der Widerstand der Fläche als eine, zu letzterer normale und somit stets durch die Erdaxe gehende Kraft aufzufassen ist; für sie fällt der Winkel Φ mit der geographischen Breite φ zusammen.

Bei Aufstellung der Gleichungen 11) wurde absichtlich die beschränkende Bedingung einer Bewegung auf und in der Erdoberfläche nicht von vornherein eingeführt. Beispielsweise wird deshalb auch ein Körper, welcher von einer (bedeutenden) Höhe frei herabfällt, dem Flächensatze folgen müssen. Ehe derselbe im Abstände r_0 von der Erdaxe losgelassen wurde, bewege er sich mit derselben Winkelgeschwindigkeit, wie die Erde, d. h. es ist

$$\left(\frac{d\chi}{dt} \right)_0 = \omega,$$

so dass für diesen Fall die Konstante C den Werth $r_0^2 \omega$ erhält; vorstehende Gleichung 7) auf die Bewegung eines frei fallenden Körpers angewandt, ergibt also:

$$8) \quad r \frac{d\chi}{dt} = \frac{r_0^2 \omega}{r}$$

Hierin bedeutet offenbar die linke Seite nichts Anderes, als die nach Osten (ϵ) gerichtete horizontale Komponente W_ϵ der absoluten Geschwindigkeit im Abstände r von der Erdaxe; die letzte Gleichung kann also geschrieben werden:

$$8') \quad W_\epsilon = \frac{r_0^2 \omega}{r}.$$

Da im Abstände r ($< r_0$) von der Erdaxe die lineare Geschwindigkeit der Erdrotation durch ωr auszudrücken ist, so hat man letztere Grösse von W_s zu subtrahiren, um die entsprechende west-östliche Horizontalkomponente V_s der relativen Geschwindigkeit zu erhalten; somit ist

$$9) \quad V_s = \omega \left(\frac{r_0^2}{r} - r \right).$$

Wie es sein muss, wird $V_s = 0$ für $r = r_0$; je mehr sich aber der Körper der Erdaxe nähert, desto grösser wird die Geschwindigkeit, mit welcher er sich ostwärts von der Meridianebene des Ausgangspunktes entfernt. Den Fallgesetzen zufolge ist r (oder $r_0 - r$) eine Funktion der Zeit; würde diese in die Gleichung 9) eingeführt, und gleichzeitig V_s durch dE/dt ersetzt (indem E den linearen östlichen Abstand des Körpers von jener Meridian-Ebene bezeichnet, so könnte durch Integration diejenige Strecke gefunden werden, um welche der Körper beim Aufschlagen auf die Erdoberfläche nach Osten von der Vertikallinie des Ausgangspunktes abweichen muss (vergl. auch unten Fussnote).

Grösseres Interesse hat indessen für uns die Frage: Wie gross ist in jedem Momente die Tendenz eines in vertikaler Bewegung begriffenen Körpers m , aus der Meridianebene herauszutreten? Man stelle sich also vor, dass sich der Körper in irgend einem Abstände r_0 von der Erdaxe mit irgend einer Geschwindigkeit genau vertikal auf- oder abwärts bewegt! Bleibt nun der Körper sich selbst überlassen, so erlangt er nach Gleichung 9) bald eine west-östliche oder ost-westliche Komponente der relativen Geschwindigkeit, je nachdem r kleiner oder grösser wird, und die Beschleunigung des Abweichens von der Meridianebene ist offenbar das Maass für die gesuchte Tendenz. Man hat also Gl. 9) nach der Zeit zu differentiiren, wobei sich ergibt:

$$\frac{dV_s}{dt} = -\omega \left(\frac{r_0^2}{r^2} + 1 \right) \frac{dr}{dt}.$$

Der Abstand r von der Erdaxe kann aber durch die Höhe h des Körpers über der Erdoberfläche ersetzt werden, indem

$$r = r_0 + h \cos \varphi, \text{ und somit } \frac{dr}{dt} = \cos \varphi \frac{dh}{dt} \text{ ist.}$$

Wird dieser Werth von dr/dt in vorstehende Gleichung substituirt und letztere dann angewandt auf den Moment, in welchem $r = r_0$ ist, so erhält die Klammergrösse den Werth 2 und es resultirt

$$10) \quad \frac{dV_s}{dt} = -2\omega \cos \varphi \frac{dh}{dt};$$

— dh/dt ist die jeweilige vertikale (und zwar abwärts gerichtete) Geschwindigkeit des Körpers, welche mit v bezeichnet werden möge; durch Gl. 10) wird somit folgender Satz bewiesen:

Ein jeder Körper von der Masse m , welcher sich in der geographischen Breite φ mit der vertikalen Geschwindigkeit v abwärts bewegt, hat vermöge der Erdrotation die Tendenz, nach Osten aus der Meridianebene auszuweichen; die Grösse dieser Tendenz wird ausgedrückt durch die Kraft

$$2mv\omega \cos \varphi. *)$$

*) Als konstant betrachtet, liefert diese Kraft die östliche Abweichung E eines frei fallenden Körpers nach t Sek. Fallzeit mit Hülfe der Gleichung:

Zum Schlusse dieser Betrachtungen möge noch darauf hingewiesen werden, dass eine Luftdruckvertheilung, bei welcher der Luftdruck allein eine Funktion der geographischen Breite ist, jedes Lufttheilchen stets durch eine Kraft beeinflusst, deren Richtung durch die Erdaxe geht; es handelt sich also bei einer derartigen Druckvertheilung um eine jener Kräfte, welche vorhin mit F_1, F_2, \dots bezeichnet wurden. Der Flächensatz behält also auch in diesem Falle seine Gültigkeit, sofern von der Behinderung der Bewegung durch Reibung etc. abgesehen werden kann.

Dem Obigen zufolge (pag. 30) hat sich für die absolute Bewegung einer auf der idealen Erdoberfläche rollenden Kugel aus dem Princip der Flächen ein anderes wichtiges Gesetz ergeben; harmonirt dasselbe aber auch mit den früher aufgefundenen Bewegungsgesetzen? Es ist von Interesse, diese Frage etwas genauer zu prüfen, umsomehr, als die Anwendung des Flächensatzes auf die unfreie, auf vorgeschriebener Oberfläche sich vollziehende Bewegung vielleicht noch Bedenken erregen könnte.

Zu dem Ende möge aus der vorstehenden, auf die absolute Bewegung sich beziehenden Gleichung $r^2 \varrho = C$ zunächst die entsprechende Gleichung für die relative Bewegung abgeleitet werden. Bezeichnet man allgemein mit W die absolute Geschwindigkeit, mit W_e aber die nach Ost (ϵ) gerichtete Komponente derselben, so ist offenbar $W_e = \varrho r$, und der Flächensatz kann ausgedrückt werden durch:

$$W_e = \frac{C}{r}.$$

Um aus W_e die relative west-östliche Geschwindigkeitskomponente V_e abzuleiten, hat man davon nur die entsprechende Geschwindigkeit $r\omega$ der Erdrotation zu subtrahiren; es ist also:

$$V_e = \frac{C}{r} - r\omega.$$

Angenommen nun, es sei die relative west-östliche Geschwindigkeit V_e in einem gewissen Abstände r_1 von der Erdaxe gleich Null, so ergibt sich aus dieser Voraussetzung für die bisher unbestimmte Konstante C der Werth: $C = r_1^2 \omega$, durch welchen unsere Gleichung folgende Gestalt erhält:

$$V_e = \omega \frac{r_1^2 - r^2}{r}.$$

$$\frac{d^2 E}{dt^2} = 2v\omega \cos \varphi = 2\omega \cos \varphi \cdot g \cdot t \quad (\text{Fallgesetz, pg. 4}).$$

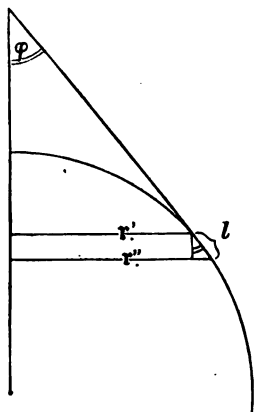
Man erhält:

$$E = \frac{1}{3} \omega \cos \varphi \cdot t^3, \text{ oder: } E = \frac{2\omega \cos \varphi \cdot s}{3g} \sqrt{\frac{2s}{g}},$$

wenn s den Fallraum bezeichnet.

- Aus den früheren Betrachtungen ist nun aber bekannt, dass die relative Bahn des Körpers einem Kreise nahekommt und dass somit die relative westöstliche Geschwindigkeit V an zwei Punkten dieser Bahn, in dem mittleren Abstände von der Axe, gleich Null wird. Möge nun das r_1 der vorstehenden Gleichung diesen Abstand bedeuten! Alsdann müssen sich mit Hilfe derselben beispielsweise diejenigen Radien r' und r'' (oder Breitenkreise φ' und φ'') bestimmen lassen, zwischen welchen die Trägheitsbewegung sich vollzieht. Da nämlich r' und r'' denjenigen Stellen der (gleichförmigen) Trägheitsbewegung entsprechen, in welchen die west-östliche Komponente derselben beziehungsweise $= V$ und $= -V$ wird, so hat man nur

Fig. 15.



die letzte Gleichung nach r aufzulösen und V_e einmal durch V und alsdann durch $-V$ zu ersetzen; dabei ergibt sich:

$$\begin{aligned} r' &= - \left\{ \frac{V}{2\omega} + \sqrt{r_1^2 + \left(\frac{V}{2\omega}\right)^2} \right. \\ r'' &= + \left. \right\} \end{aligned}$$

Hieraus folgt: $r'' - r' = \frac{V}{\omega}$, und nach Fig. 15:

$$l = \frac{r'' - r'}{\sin \varphi} = \frac{V}{\omega \sin \varphi},$$

indem l dasjenige kleine, als geradlinig zu betrachtende Stück des Meridians bezeichnet, welches zwischen den Breitenkreisen φ' und φ'' gelegen ist. Der Radius des Trägheitskreises ist aber offenbar (annäherungsweise) $= \frac{l}{2}$; das Princip der Flächen liefert uns also für den Radius R_i des Trägheitskreises in der geograph. Breite φ den Werth:

$$R_i = \frac{V}{2\omega \sin \varphi},$$

welcher mit dem früher gewonnenen Werthe (pag. 24 und 26) vollkommen übereinstimmt.

10. Temperatur und Wärme. Die Wärme ist ein Agens, welches ebenso wie Licht und Schall vom menschlichen Körper unmittelbar empfunden werden kann; indessen ist die Empfindung der Wärme nicht an ein bestimmtes Organ gebunden. Ueberdies

repräsentiren die Gefühlsnerven — der Wärme gegenüber — ein sehr unvollkommenes Sinnesorgan; befinden sich z. B. eine Holz- und eine Eisenkugel längere Zeit in einem Raume von gewöhnlicher Zimmertemperatur, so wird man bei Berührung derselben erklären: „Die Eisenkugel ist kalt, die Holzkugel warm“, und doch sind beide in Wirklichkeit gleich warm, d. h. sie vermögen ihren Wärmezustand gegenseitig nicht zu verändern, wenn man sie auch längere Zeit in die innigste Berührung bringt.

Von zwei Körpern, die in diesem Sinne gleich warm sind, sagt man auch: sie haben gleiche Temperatur; ist bei 2 Körpern (aus demselben Stoffe) die Temperatur verschieden, so verändern sie erfahrungsgemäss in verschiedener Weise das Volumen eines dritten Körpers, welcher mit ihnen in Berührung gebracht wird. Dieser Umstand wird benutzt, um durch Vermittelung eines feineren Sinnesorganes, als die Gefühlsnerven es sind, die Temperatur eines Körpers festzustellen: man macht die Temperaturänderungen mit Hilfe des Thermometers sichtbar.

Als thermometrische Flüssigkeiten werden bekanntlich Quecksilber, Alkohol, Luft etc. verwendet; bringt man z. B. in ein offenes Thermometerrohr ein Quecksilberkugelchen, durch welches ein gewisses Luftquantum abgesperrt wird, so kann diese Vorrichtung als ein Luftthermometer benutzt werden. Im Uebrigen besteht die Konstruktion eines Thermometers darin, dass man in dem (der Voraussetzung nach vollkommen cylindrischen) Rohre desselben die Grenze der Flüssigkeit beim Gefrierpunkte und beim Siedepunkte des Wassers markirt und den Raum zwischen beiden Punkten in eine bestimmte Anzahl gleicher Theile zerlegt: in 100 Theile beim Celsius'schen, 80 beim Réaumur'schen, 180 beim Fahrenheit'schen Thermometer. Ist es nun aber gleichgültig, welcher von den verschiedenen Flüssigkeiten man sich hierbei bedient? Offenbar nicht! Der Begriff der Temperatur ist ein durchaus konventioneller, und deshalb müsste man, streng genommen, stets angeben, welcher thermometrischen Flüssigkeit man sich bedient hat. In der Physik werden alle Angaben auf das Luftthermometer bezogen; betrachtet man die Angaben des Luftthermometers als die wahren Temperaturen, so liefert das Quecksilberthermometer zwischen 0 und 100° zu niedrige Werthe, indessen gehen die Abweichungen über 0,2° nicht hinaus; über 100° fallen die Angaben des Quecksilberthermometers zu hoch aus, und zwar findet man mit letzterem etwa 306°, wenn das Luftthermometer nur 300° anzeigt. Im Folgenden soll stets angenommen werden, dass die irgendwie ausgeführten

Temperaturbestimmungen auf das Luftthermometer reducirt worden seien. Bei der Luft nimmt das Volumen bei einer Erwärmung um 1° Celsius um $\frac{1}{273}$ des Volumens bei 0° zu.

Es erscheint nicht ganz überflüssig, darauf hinzuweisen, dass die Begriffe Temperatur und Wärme keineswegs identisch sind. Erhitzt man beispielsweise eine Blei- und eine Eisenkugel von gleichem Volumen in einem Oelbade auf etwa 100° und bringt dieselben alsdann auf eine Wachstafel, so wird bei einer gewissen Dicke der letzteren die Eisenkugel sich hindurcharbeiten und zu Boden fallen, während die Bleikugel in der Wachstafel hängen bleibt, obgleich ihr absolutes Gewicht grösser ist, als das der Eisenkugel. Beide Kugeln hatten im Oelbade die genau gleiche Temperatur gewonnen; an Wärme vermochte aber die Eisenkugel bei der Abkühlung auf die Schmelztemperatur des Waxes weit mehr abzugeben als die Bleikugel, oder in anderen Worten: die spezifische Wärme des Eisens ist grösser als diejenige des Bleis, indem 0.114 und 0.031 die betreffenden Werthe derselben bezeichnen. Auch die spezifische Wärme des Quecksilbers ist sehr klein, nämlich gleich 0.033, d. h.: um 1 Kilogramm Quecksilber von 0° auf 1° zu erwärmen, sind demselben 0,033 Wärme-Einheiten (Calorien) zuzuführen, während 1 Kil. Wasser hierzu einer ganzen Wärme-Einheit bedarf; die Wärme-Einheit wird hiernach unter Benutzung des reinen Wassers definirt, welches zufälliger Weise unter allen bekannten Stoffen die grösste Wärmekapazität besitzt. Die kleine spezifische Wärme des Quecksilbers, im Verein mit seinem guten Wärmeleitungsvermögen und hohen Siedepunkte, macht dasselbe zur thermometrischen Flüssigkeit besonders geeignet.

11. Die Gasgesetze. Die Erfahrung hat gelehrt, dass das Volumen eines abgesperrten Quantums atmosphärischer Luft sich auf die Hälfte des ursprünglichen verringert, wenn man durch Steigerung des äusseren Druckes seine Spannkraft — bei unveränderter Temperatur — auf das Doppelte vergrössert; dass das Volumen auf ein Drittel herabgeht, wenn man seine Spannkraft auf das Dreifache vermehrt; u. s. w. Dieses Mariotte'sche oder Boyle'sche Gesetz kann man für atmosphärische Luft innerhalb sehr weiter Grenzen (bis zu 80 Atmosphären) als gültig betrachten, während einige andere Gase (z. B. Kohlensäure) relativ bedeutend davon abweichen.

Betrachten wir nun die Masseneinheit*) (1 Kilogramm) eines Gases, deren Volumen v als spezifisches Volumen bezeichnet wird! Bei dem Gefrierpunkte des Wassers und unter einem Drucke $p_0 = 10333 \cdot g_{45}$ Kräfteinheiten pro 1 Quadratmeter sei v_0 das spec. Volumen dieses Gasquantums. Ohne Aenderung des Druckes werde dasselbe erwärmt, bis sein Volumen um $\frac{1}{273}$ zugenommen hat; alsdann sagt man: die Temperatur (nach obiger Definition) ist auf 1° gestiegen; das Volumen v_1 bei 1° ist also:

$$v_1 = v_0 + \frac{1}{273} v_0$$

und dementsprechend: $v_2 = v_0 + 2 \cdot \frac{1}{273} v_0$, etc. etc.;

Demnach allgemein: $v_\tau = v_0 + \tau \cdot \frac{1}{273} v_0$

$$\text{oder: } v_\tau = v_0 \left(1 + \frac{\tau}{273}\right)$$

(Das sogenannte Gay-Lussac'sche oder Charles'sche Gesetz sagt aus, dass der Faktor von τ für alle Gase nahezu denselben Werth $= \frac{1}{273}$ habe.)

Wird nun bei τ^0 die Spannkraft des Gasquantums von p_0 auf p vergrößert, so verwandelt sich sein (spezifisches) Volumen v_τ in v nach Maassgabe des Mariotte'schen Gesetzes:

$$v_\tau : v = p : p_0.$$

Setzt man aber hierin für v_τ den soeben erhaltenen Werth, so ergibt sich:

$$1) \quad v p = v_0 p_0 \left(1 + \frac{\tau}{273}\right); \text{ oder auch } 1') \quad \rho = \rho_0 \frac{p}{p_0} \cdot \frac{273}{273 + \tau} \quad **)$$

und diese Gleichung repräsentirt das Mariotte-Gay-Lussac'sche Gesetz oder die sogenannte Zustands-Gleichung der Gase.

Häufig wird dieses Gesetz noch in einer anderen Form an-

*) Man vergl. hierüber das Ende dieses, und den Anfang des 19. Paragraphen. Die Masse eines Körpers wird durch gewöhnliche Wägung mit Hülfe der gleicharmigen Wage bestimmt. Wollte man sich hierzu etwa der Federwage bedienen, so müsste man die Methode der Substitution zur Anwendung bringen, denn bei dem gebräuchlichem Verfahren misst die Federwage das Gewicht, und nicht die Masse des Körpers.

**) Hier bedeutet ρ die spezifische Masse oder die Masse der Volumeneinheit; da nun das Volumen v die Masse 1 besitzt, und das Volumen 1 die Masse ρ , so ist offenbar $v : 1 = 1 : \rho$, oder $v = \frac{1}{\rho}$, und $v_0 = \frac{1}{\rho_0}$; durch diese Substitutionen ist 1') aus 1) abgeleitet. — Für „spezifische Masse“ ist auch der Ausdruck „Dichtigkeit“ gebräuchlich.

gewandt; multiplicirt und dividirt man die rechte Seite von 1) mit 273, so ergibt sich zunächst:

$$vp = \frac{v_0 p_0}{273} (273 + \tau)$$

Die Summe $273 + \tau = T$ wird absolute Temperatur genannt, indem man $\tau = -273^\circ$ als den absoluten Nullpunkt der Temperatur betrachtet. Setzt man endlich noch zur Abkürzung:

$$2) \quad \frac{v_0 p_0}{273} = R,$$

so gelangt man zu der folgenden einfachen Form des Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetzes:

$$3) \quad vp = RT;$$

R ist die sogenannte Gaskonstante; für trockene atmosphärische Luft ($v_0 = \frac{1}{\rho_0} = \frac{1}{1,293}$) berechnet sich ihr numerischer Werth zu $29,272 \cdot g_{45}$.

Es möge noch erwähnt werden, dass man das Mariotte-Gay-Lussac'sche Gesetz auch in folgender Weise schreiben kann:

$$4) \quad s = s_0 \frac{p}{p_0} \frac{273}{273 + \tau}.$$

Hierin bedeutet s das spezifische Gewicht, d. h. das Gewicht der Volumeneinheit des Gases, und Gl. 4) ist aus 1') (durch Multiplikation mit der Schwerkraftbeschleunigung g) unmittelbar abzuleiten, indem

$$5) \quad s = \rho \cdot g, \text{ und demnach auch } s_0 = \rho_0 g$$

zu setzen ist. Diese Gleichung spricht nämlich nichts Anderes aus, als das Grundprincip der Mechanik, demzufolge die Grösse einer Kraft (hier das Gewicht s des Körpers) nicht nur nach der Beschleunigung g , welche sie dem Körper (in einer Sekunde) zu ertheilen vermag, beurtheilt wird, sondern auch nach der widerstehenden trägen Masse desselben.*)

*) Hiernach würde man allgemein eine Kraft F , welche die in die Richtung der Kraft fallende Geschwindigkeitskomponente einer Masse m in der Zeiteinheit um a Längeneinheiten vergrössert, zunächst durch

$$F = f \cdot m a$$

darzustellen haben, wo f einen Proportionalitätsfaktor bezeichnet, dessen Werth von der für die „Masse“ gewählten Einheit abhängt. In dem Streben nach Vereinfachung aller Formeln setzt man $f = 1$, so dass allgemein

$$F = m a$$

zu schreiben ist. Bei Anwendung auf die Schwerkraft P_{45} in 45° Breite und im Meeresniveau ergibt sich

$$P_{45} = m g_{45}, \text{ oder } P_{45} = m \cdot 9,8065.$$

Hieraus folgt, dass P_{45} und m nicht gleichzeitig den Werth 1 annehmen

Das Mariotte-Gay-Lussac'sche Gesetz, welchem ein Luftquantum unter allen Umständen gehorchen muss, wird je nach Bedürfniss in den beiden Formen 1) und 3) benutzt werden.

12. Grundbegriffe aus der mechanischen Theorie der Wärme. Ein langsam und gleichförmig herabsinkendes Gewicht verrichtet eine Arbeit, indem es beispielsweise ein Pendel in schwingender Bewegung erhält, oder eine Pumpe treibt, durch welche eine gewisse Wassermenge — der Schwerkraft entgegen — vertikal aufwärts befördert wird. In letzterem Falle tritt ein Theil der von dem Gewichte geleisteten Arbeit wieder direkt als solche in die Erscheinung, im ersteren Falle wird sie ganz verbraucht, um Reibungswiderstände zu überwinden.

Von Arbeitsleistung einer Kraft kann nur dort gesprochen werden, wo der Angriffspunkt der Kraft im Sinne der Richtung derselben eine Verschiebung erleidet. Ist die Bahn eines Planeten ein exakter, um den Centalkörper als Mittelpunkt beschriebener Kreis, so leistet die Anziehungskraft, welche der Centalkörper auf den Planeten ausübt, keine Arbeit, weshalb auch die Geschwindigkeit unverändert bleibt. Bei der elliptischen Planetenbewegung wird beim Uebergang vom Aphelium zum Perihel Arbeit geleistet und die Geschwindigkeit, und damit die „lebendige Kraft“ ($= v^2 m/2$) des Planeten vergrößert, während in der anderen Hälfte der Bahn umgekehrt der Planet eine (Hebungs-) Arbeit verrichtet und dabei die vorher gewonnene lebendige Kraft wieder einbüsst.

Daher allgemein: Wenn ein Körper während seiner Bewegung

können, d. h. ♦ Wenn man irgend eine Masse m' als Massen-Einheit betrachtet, so repräsentirt die Kraft P'_{45} , mit welcher die Schwere (in 45° Breite etc.) darauf einwirkt, nicht die Einheit der Kraft, sondern das 9,8065-fache derselben.

Wählt man also z. B. den Druck, welchen 1 Liter (1 Kubik-Decimeter) Wasser von 4° Cels. in 45° Breite und 0 Met. Seehöhe auf die Unterlage ausübt, als Kräfteinheit, so ist nicht die Masse dieses Wasserquantums, sondern das g_{45} -fache derselben die Masseneinheit. (Sogenanntes „irdisches Maasssystem“ !)

Wählt man aber die Masse eines Liters Wasser von 4° Cels. als Masseneinheit, so ist nicht das Gewicht dieser Wassermasse (in 45° Breite und 0 Met. Seehöhe), sondern $1/g_{45}$ dieses Gewichtes die Kräfteinheit. („Absolutes Maasssystem“.)

Wir entscheiden uns für das absolute System; man vergl. hierüber auch § 19. Hiernach ist die spezifische Masse $[\rho]_0$ der trockenen Luft im Normalzustande = 1,29305 (Kilogramme) zu setzen; deren spezifisches Gewicht dagegen = $1,29305 \cdot g_{45}$ („Kräfteinheiten“).

um die kleine geradlinige Strecke s von einer Kraft F beeinflusst wird, die von der Richtung des Weges um den Winkel α abweicht, so ist

$$F \cos \alpha \cdot s$$

der Ausdruck für die von F geleistete Arbeit.

Bei der Pendeluhr verschwindet die vom herabsinkenden Gewichte verrichtete Arbeit als solche vollständig, denn weder die Räder der Uhr, noch das Pendel gewinnen dabei an Geschwindigkeit. Wenn man indessen die Uhr mit der sie umgebenden Luft in ein Gefäß vollständig einschliesse, so würde man nachzuweisen vermögen, dass hierbei die Temperatur erhöht wird, dass also an Stelle der verschwundenen Arbeit eine gewisse Wärmemenge neu entstanden ist. In der That hat der englische Physiker Joule vermöge einer ganz ähnlichen Vorrichtung bewiesen, dass — unabhängig von den verschiedenen Medien, deren er sich bei dem Versuche bediente — einer und derselben Arbeitsleistung stets dieselbe neu entstandene Wärmemenge entspricht. Viele andere Physiker haben nach ganz anderen Methoden die vorliegende Frage geprüft und dadurch den sogenannten ersten Hauptsatz der mechanischen Wärme-Theorie empirisch begründet, wonach Arbeit und Wärme äquivalente Grössen sind; und zwar ergab sich, dass $424 \cdot g_{45}$ Arbeitseinheiten (= 424 Kilogrammometer) erforderlich sind, um eine Wärmeeinheit zu erzeugen (d. h. ein Kilogr. Wasser von 0° auf 1° zu erwärmen). Im Folgenden bezeichnen wir mit

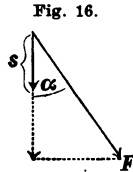


Fig. 16.

6)

$$A = \frac{1}{424 \cdot g_{45}}$$

das Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit.

Es handelt sich jetzt darum, die Principien der mechanischen Theorie der Wärme auf die Gase anzuwenden, was nur sehr geringe Schwierigkeiten bietet, weil die Gase unter allen Stoffen die einfachste Konstitution besitzen.

Ein Kilogramm eines Gases — dasselbe Quantum, dessen Volumen im Vorstehenden mit v bezeichnet wurde — denke man sich bei 0° und einem Drucke von $p_0 = 10333 \cdot g_{45}$ Krafteinheiten pro Quadratmet. eingeschlossen in einen Cylinder von 1 Quadratmeter Querschnitt, und zwar abgesperrt durch einen gewichtlosen und ohne Reibung sich bewegenden Stempel (Fig. 17). Dieses

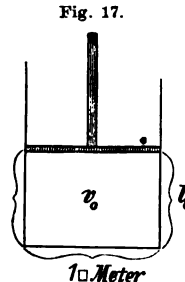


Fig. 17.

1 Quadratmeter

Luftquantum soll durch Zufuhr von Wärme von 0° auf 1° erwärmt werden; die Erwärmung geschehe aber in verschiedener Weise, nämlich

- erstens: bei konstantem Volumen, indem der Stempel mechanisch festgehalten wird (dabei steigert sich nach dem Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetze die Spannkraft p); die hierbei zuzuführende Wärmemenge werde mit C_v bezeichnet.
zweitens: bei konstantem (äusserem und innerem) Drucke, indem man den Stempel freigiebt und das Gas frei sich ausdehnen lässt; die zuzuführende Wärmemenge sei C_p .

Im zweiten Falle verschiebt sich der Angriffspunkt der Spannkraft des Luftquantums um ein gewisses, leicht anzugebendes Stück in der Richtung dieser Spannkraft, senkrecht zum Stempel; das Gas hat somit eine äussere Arbeit zu leisten, welche in Form von Wärme zugeführt werden muss, weshalb C_p jedenfalls grösser sein wird als C_v . In der äusseren Arbeit besteht aber auch der ganze Unterschied beider Fälle, denn die gegenseitige Entfernung der Gasmoleküle ist so gross, dass sie sich ausserhalb ihrer Wirkungssphären befinden, und eine innere Arbeit von merkbarem Betrage deshalb nicht zu verrichten ist.

Um nun die äussere Arbeit angeben zu können, braucht man nur die Länge l_0 des Luftcylinders durch 273 zu dividiren, da die Ausdehnung für $1^\circ \frac{1}{273} v_0$ beträgt; zur Bestimmung von l_0 aber hat man einfach

$$1. l_0 = v_0 \left(\frac{1}{\rho_0} = \frac{1}{1,293} \right)$$

Demnach ist $p_0 \frac{l_0}{273} = \frac{v_0 p_0}{273}$ der Ausdruck für die äussere Arbeit; diese Grösse wurde aber oben (Gl. 2) mit R bezeichnet. Somit gelangt man zu der folgenden, ebenso wichtigen wie einfachen Relation zwischen den specifischen Wärmen bei konstantem Volumen (C_v) und bei konstantem Druck (C_p):

$$7) \quad C_p = C_v + AR.$$

Eine andere Form dieser Relation ist

$$7') \quad \frac{AR}{C_v} = \frac{C_p - C_v}{C_v} = x - 1,$$

indem x defnirt wird durch

$$8) \quad x = \frac{C_p}{C_v}.$$

Diese Grösse hat insofern eine besondere Bedeutung als zwar C_p im Laboratorium direkt bestimmt worden ist, niemals aber C_v ,

sondern immer nur das Verhältniss α der beiden specifischen Wärmen, welche man übrigens als von der Temperatur unabhängig zu betrachten berechtigt ist; für trockene atmosphärische Luft ist

$$C_p = 0,2375$$

$$C_v = 0,1684$$

und allgemein

$$\alpha = 1,41.$$

Wenn die Temperatur eines Luftquantums durch Wärmezufuhr gesteigert wird, so bleibt im Allgemeinen weder das Volumen v , noch der Druck p unverändert; um nun in diesem allgemeinen Falle die zuzuführende Wärmemenge angeben zu können, ist es erforderlich, sich auf sehr kleine Aenderungen der Temperatur (dT) und des specifischen Volumens (dv) zu beschränken, indem es alsdann gestattet ist, den Druck p während dieses kleinen Intervalls als konstant zu betrachten. Die Grundgleichung für die Wärmezufuhr dQ wird demnach lauten:

$$9) \quad dQ = C_v dT + A \cdot p \cdot dv,$$

worin $p dv$ die äussere Arbeit repräsentirt, was nach dem Vorstehenden gewiss ohne Weiteres verständlich ist. Im nächsten Intervall, in welchem T und v wieder um dT und dv sich ändern, hat p einen anderen Werth (etwa p_1), so dass die Gleichung lauten würde: $(dQ)_1 = C_v dT + A \cdot p_1 \cdot dv$, und so fort.

Die Addition aller dieser Gleichungen würde für ein endliches Intervall die zuzuführende Wärmemenge Q ergeben. Hierbei ist indessen zu bemerken, dass die Spannkraft p nicht beliebig gewählt werden kann, sondern für alle einzelnen Stadien als durch das Mariotte-Gay-Lussac'sche Gesetz vollkommen gegeben betrachtet werden muss, wenn man von einer bestimmten (absoluten) Temperatur T und einem bestimmten Volumen v ausgegangen ist. Auch die Aenderung dp , welche p während des ersten Intervalls erleidet, kann mit Hilfe jener Gleichung 3) sogleich als Funktion von dT und dv angegeben werden, wenn man $v + dv$, $T + dT$ und $p + dp$ für v , T und p in dieselbe einführt und alsdann 3) subtrahirt.*) Hier soll der Nothwendigkeit, dass Gl. 3) erfüllt

*) Hierbei würde sich zunächst ergeben:

$$p dv + v dp + 2 dp dv = R dT$$

oder, was dasselbe ist:

$$p \frac{dv}{dp} + v + 2 dv = R \frac{dT}{dp}.$$

Die Symbole dv , dp und dT repräsentiren zwar ausserordentlich kleine Grössen; dieses schliesst aber nicht aus, dass ihre Verhältnisse, wie sie in der vorstehenden Gleichung vorkommen, durchaus von Null verschieden

sei, einfach dadurch Rechnung getragen werden, dass der aus 3) sich ergebende Werth von p in 9) substituirt wird:

$$10) \quad dQ = C_v dT + ART \frac{dv}{v}.$$

Diese Gleichung wollen wir nun anwenden auf den ganz speciellen Fall, dass dem Gase weder Wärme zugeführt, noch entzogen werde, dass also $dQ = 0$ sei. Für derartige adiabatische Zustandsänderungen hat man sich die Luft in eine vollkommen adiathermane Hülle eingeschlossen zu denken. Für $dQ = 0$ geht aber Gl. 10) unter Berücksichtigung von 7') über in

$$11) \quad \frac{dT}{T} = -(\alpha - 1) \frac{dv}{v}.$$

Allgemein ist aber $\frac{dx}{x}$ das Differential von $\text{Log } x$, wenn Log den natürlichen Logarithmus bezeichnet. Der Differential-Gleichung 11) entspricht somit die Integralgleichung:

$$\text{Log } T = -(\alpha - 1) \text{Log } v + \text{const.}$$

Für einen besonderen, durch den Index 1 bezeichneten Fall lautet dieselbe: $\text{Log } T_1 = -(\alpha - 1) \text{Log } v_1 + \text{const.}$

Aus beiden folgt durch Subtraktion:

$$\text{Log } T - \text{Log } T_1 = (\alpha - 1) (\text{Log } v_1 - \text{Log } v)$$

oder in anderer Form:

$$12) \quad \frac{T}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v}\right)^{\alpha-1}.$$

Diese Gleichung kann beispielsweise dazu dienen, um bei dem pneumatischen Feuerzeuge die Volumen-Verminderung zu berechnen, welche erforderlich ist, um eine bestimmte Temperatursteigerung zu erzielen. Begreiflicherweise geht jene Volumen-Verminderung

sind; letzteres ist auch dann noch der Fall, wenn man dv , dp , dT noch kleiner werden und schliesslich in Null übergehen lässt; alsdann verschwindet natürlich das Glied $2dv$, so dass zur Definition von dp schliesslich übrig bleibt:

$$p dv + v dp = R. dT.$$

Wird der hieraus sich ergebende Werth von $p dv$ in 9) substituirt, so geht letztere Gleichung, unter Berücksichtigung von 7) in die folgende über:

$$9') \quad dQ = C_p dT - Av dp.$$

Ersetzt man hierin vermöge 3) noch v durch p und T , so gewinnt man noch eine dritte Form der Gleichung 9)

$$9'') \quad dQ = C_p dT - ART \frac{dp}{p},$$

welche später im Texte benutzt werden wird. — Die sogleich indirekt abzuleitende Gl. 12') hätte aus 9'') unmittelbar gewonnen werden können.

Hand in Hand mit einer bedeutenden Vermehrung der Spannkraft p , welche mit Hülfe der stets zu erfüllenden Zustandsgleichung 3);

$$\frac{v_1 p_1}{v p} = \frac{T_1}{T}$$

leicht angegeben werden kann. Wir benutzen diese Form der Gleichung 3), um in 12) anstatt des Volumens v die Spannkraft p einzuführen. Man substituirt zu dem Zwecke $\frac{v_1}{v} = \frac{p}{p_1} \frac{T_1}{T}$, multiplicirt auf beiden Seiten mit $\frac{T_1}{T}$ und erhebe die Gleichung auf die Potenz $\frac{1}{z}$; alsdann findet man:

$$12') \quad \frac{T}{T_1} = \left(\frac{p}{p_1} \right)^{z-1}$$

• Aus dem numerischen Werthe von z ($= 1.41$) ergeben sich die Exponenten mit Leichtigkeit.*)

Von den beiden Formen 12) und 12') dieser Poisson'schen auf den adiabatischen Zustand sich beziehenden Gleichung wird im Texte besonders die zweite benutzt werden, um die sogenannten dynamischen Temperatur-Aenderungen bewegter Luftmassen zu untersuchen. Hier sei nur noch bemerkt, dass ein Jeder in Rede stehenden Temperatur-Aenderungen durch folgendes Experiment sehr leicht demonstrieren kann. Eine Flasche von etwa 2 Liter Inhalt werde mit einem durchbohrten Stöpsel verschlossen, in welchem ein kurzes, etwa 8 mm weites Glasrohr steckt. Mit Hülfe eines entsprechend weiten, über das Glasrohr geschobenen Kautschukrohres comprimirt man durch Einblasen die Luft in der Flasche und erhalte dieselbe kurze Zeit in diesem Zustande, indem man das Kautschukrohr mit den Fingern zusammenquetscht. Sobald man nun die Luft plötzlich sich ausdehnen lässt, erfolgt eine derartige Abkühlung, dass ein Theil des Wasserdampfes in Form von

*) Es scheint überhaupt, dass z bei allen, dem Mar.-Gay-Lussac'schen Gesetze gehorchenden Gasen, wie Sauerstoff, Stickstoff und Wasserstoff, denselben Werth hat; der Exponent $\frac{z-1}{z}$ der letzten Gleichung kann nach 7') und 8) auch ersetzt werden durch $\frac{A R}{C_p}$ oder $\frac{A v_0 p_0}{C_p \cdot 273}$ (Gl. 2); nun ist zwar v_0 beim Wasserstoff viel grösser als bei der atmosphärischen Luft, dasselbe gilt aber auch von C_p , indem bei diesen Gasen die specifischen Wärmen, wenn man letztere — abweichend von dem allgemeinen Usus — auf gleiche Volumina bezieht, einander gleich sind.

Nebelkörperchen sich kondensirt. Neues Einblasen von Luft lässt dieselben sofort wieder verschwinden.

Die eigentliche Quelle der Wärme, welche man bei diesem Versuche und bei dem pneumatischen Feuerzeuge sich entwickeln sieht, ist in der, von den Muskeln der Brust oder des Armes geleisteten Arbeit zu suchen.

13. Ueber die Feuchtigkeit der Luft. Mit Hülfe einer Quecksilber-Luftpumpe gelingt es leicht, ein Glasgefäss derartig zu evakuiren, dass die sogenannte Barometerprobe nur noch eine Spannkraft von 1 oder 2 mm*) angiebt. Bringt man auf irgend eine Weise in ein derartig beinahe luftleer gemachtes Gefäss eine kleine Portion Wasser, so verwandelt sich dasselbe mit grosser Geschwindigkeit ganz oder theilweise in Wasserdampf, wodurch die Spannkraft innerhalb des Gefässes um eine gewisse, mit e zu bezeichnende Anzahl von Millimetern vergrössert wird.

Wiederholt man den Versuch, indem man das Gefäss nicht evakuiert, sondern mit vollkommen trockener Luft von der Spannkraft der umgebenden Atmosphäre füllt, so wird bei Einführung desselben Quantums Wasser der Druck ebenfalls um e mm zunehmen; nur bedarf es hierzu jetzt einer längeren Zeit. Der freiwillig sich vollziehende Process der Verdampfung einer Flüssigkeit vermag also die Spannkraft eines abgeschlossenen Luftquantums unter Umständen um einen bedeutenden Betrag zu steigern (diese an sich höchst interessante Thatsache kann mit Hülfe des leicht verdampfenden Aethers sehr bequem demonstrirt werden).

Umgekehrt kann man aber auch die Spannkraft eines abgeschlossenen Luftquantums um denselben Betrag von e mm verringern, wenn man die Luft durch irgend eine absorbirende Substanz allen Wasserdampfes beraubt. Vollzieht man letztere Operation mit irgend einer Probe der stets mehr oder weniger feuchten atmosphärischen Luft, welche ohne Veränderung des Druckes (und der Temperatur) in ein festes Gefäss eingeschlossen wurde, so nennt man e den jeweiligen Dunstdruck der atmosphärischen Luft. Es ist wichtig, die Beziehung zwischen dem so definirten Dunstdrucke und der Masse D des Wasserdampfes in der Volumeneinheit atmosphärischer Luft kennen zu lernen.

Zu dem Zwecke werde angenommen, dass das Volumen der Luftprobe 1 Kubikmeter betrage! Wenn $[e]$ die spezifische

*) Die Spannkraft der Luft und der Dämpfe wird gewöhnlich nicht in allgemeinem Kraftmaass angegeben, sondern nach der Höhe der äquilibrirenden Quecksilbersäule. Man vergl. § 19.

Masse der trockenen Luft bei dem jeweiligen atmosphärischen Drucke p bezeichnet, so lässt sich zunächst leicht die Masse L derjenigen Luftmenge angeben, welche bei der Absorption des Wasserdampfes in dem Gefässe zurückbleibt; denn letztere hat die Spannkraft $p - e$ und somit eine spezifische Masse, welche geringer ist, als $[\rho]$; nach dem Mariotte'schen Gesetze müsste aber das Volumen der zurückgebliebenen Luft in dem Verhältnisse $p : p - e$ verringert werden, um derselben wieder die Dichtigkeit $[\rho]$ zu verleihen; hieraus ergibt sich für L der Ausdruck:

$$13) \quad L = [\rho] \frac{p - e}{p}.$$

Andererseits könnte man sich aus dem ursprünglichen Kubikmeter atmosphärischer Luft auf irgend eine Weise alle trockene Luft entfernt denken; dabei würde die Spannkraft natürlich abnehmen von p auf e , indem der zurückbleibende Wasserdampf nur noch diesen geringen Druck auf die Gefässwand ausübt; die Masse D dieses Wasserdampfes ergibt sich aus folgender Betrachtung. Liesse man anstatt des Wasserdampfes eine kleine Quantität trockener Luft in den (vorher ganz entleerten) Raum eintreten, bis der Druck $= e$ geworden wäre, so würde deren Masse nach Gleichung 13) $[\rho] \frac{e}{p}$ (Kilogramme) betragen. Unter gleichen Verhältnissen des Druckes (und der Temperatur) ist aber Wasserdampf leichter als trockene Luft, und zwar etwa im Verhältnisse 8:5, indem 0,622 die betreffende Relation ausdrückt; die gesuchte Masse D des zurückgebliebenen Wasserdampfes wird also durch

$$14) \quad D = 0,622 \cdot [\rho] \frac{e}{p}$$

darzustellen sein. Die Summe ρ der jetzt ermittelten Mengen, $L + D$, ist die spezifische Masse der feuchten Luft von der Spannkraft p und dem Dunstdrucke e , nämlich:

$$15) \quad \rho = \frac{[\rho]}{p} (p - 0,378 e).$$

Dieses Resultat wird später im Texte Verwendung finden.*)

*) Substituirt man in 15) für $[\rho]$ den alsbald anzugebenden Ausdruck 16), so findet man für ρ den vollständigen Werth:

$$15') \quad \rho = [\rho]_0 \frac{p - 0,378 e}{p_0} \frac{273}{273 + \tau},$$

welcher — wie alle anderen Gleichungen dieses Paragraphen — voraussetzt, dass die Gasgesetze ebensowohl für feuchte, wie für trockene Luft gültig seien. Schliesslich erhält man aus 15') noch einen Ausdruck für das spezifische Gewicht s der feuchten Luft, wenn man beide Seiten

Hier versuchen wir zunächst den Ausdruck für D noch ein wenig umzugestalten. Die beschriebenen Operationen waren sämmtlich bei irgend einer konstanten Temperatur τ vorgenommen worden (und bei dem Luftdrucke p). Nach dem Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetze (Gl. 1') ist aber die spezifische Masse $[\rho]$ der trockenen Luft von Druck und Temperatur in folgender Weise abhängig:

$$16) \quad [\rho] = [\rho]_0 \frac{p}{p_0} \frac{273}{273 + \tau},$$

wo $[\rho]_0$ die spezifische Masse der trockenen Luft bei dem Normal-Atmosphärendrucke p_0 ($= 760$ mm, in 45° Breite und 0 Meter Seehöhe) und der Temperatur $\tau = 0^\circ \text{C}$ bezeichnet. Substituirt man diesen Ausdruck für $[\rho]$ in die Gleichung 14), so ergibt sich:

$$17) \quad D = \frac{0,622 [\rho]_0}{p_0} \frac{273 \cdot e}{273 + \tau}.$$

Von der Spannkraft p des Gemenges ist somit D unabhängig, was übrigens nach den einleitenden Erörterungen zu erwarten war. Führt man schliesslich für $[\rho]_0$ ($= 1,293$ Kilogr.) und für p_0 die numerischen Werthe ein, so resultirt für die Masse D des Wasserdampfes in 1 Kubikmeter atmosphärischer Luft folgender Ausdruck:

$$D = 0,0010582 \frac{e}{1 + \alpha \tau} \text{ (Kilogr.)}$$

oder:

$$17') \quad D = 1,0582 \frac{e}{1 + \alpha \tau} \text{ (in Grammen).}$$

$$\left[\alpha = \frac{1}{273} \right]$$

Wenn man nach dieser Formel beispielsweise für gesättigte Luft die Berechnung des Wasserdampfmenge ausführt (unter Benutzung der bekannten Tabellen für die Maximalspannkraft des Wasserdampfes bei verschiedenen Temperaturen), so findet man folgende zusammengehörige Werthe:

τ	e	D
15°	12.70	12.74
30°	31.55	30.08
40°	54.91	50.66

Zwischen den Temperaturen 30° bis 0° (und auch noch darunter) und für gesättigte Luft stimmen somit die Zahlen, welche

mit g multiplicirt und links ρg durch s ersetzt (Gl. 5); rechts kann überdies g als Funktion der geographischen Breite φ und Seehöhe z eingeführt werden (§ 18). Es resultirt:

$$15'') \quad s = [\rho_0] g_{45} \cdot \frac{p - 0,378 e}{p_0} \cdot \frac{273}{273 + \tau} (1 - 0,0026 \cos 2\varphi) (1 - \beta z).$$

den Dunstdruck in Millimetern Quecksilberhöhe angeben, zufällig fast ganz überein mit denjenigen Zahlen, welche die Menge des Wasserdampfes in einem Kubikmeter Luft in Grammen darstellen.

Um den Feuchtigkeitszustand einer Luftprobe zu charakterisieren, ist nach dem Vorstehenden genügend, ausser der Temperatur τ entweder den jeweiligen Dunstdruck e , oder die Menge Wasserdampf in 1 Kubikmeter zu bestimmen; denn es kann nach obiger Formel eines aus dem anderen leicht abgeleitet werden.

In vielen Fällen ist aber die Kenntniss des Dunstdruckes oder der absoluten Feuchtigkeit von geringerem Interesse, als diejenige der sogenannten relativen Feuchtigkeit. Letztere bezeichnet, in Procenten, das Verhältniss der in der Volumeneinheit wirklich vorhandenen Wassermenge D zu derjenigen Wassermenge D_m , welche bei der betreffenden Temperatur τ in der Volumeneinheit vorhanden sein könnte; als Definition der relativen Feuchtigkeit ergibt sich hiernach zunächst die Grösse:

$$18) \quad \frac{D}{D_m} 100.$$

Die unmittelbare Wägung der Dampfmenge D durch Absorption derselben in vorher gewogenen Chlorcalciumröhren etc. führt somit zur Bestimmung der relativen Feuchtigkeit. Nach dem oben abgeleiteten Ausdrücke für D verhalten sich aber bei derselben Temperatur τ die Dampfmenngen wie die entsprechenden Werthe e und e_m für den Dunstdruck, so dass die relative Feuchtigkeit auch durch

$$18') \quad \frac{e}{e_m} 100$$

definirt werden kann. Man braucht also, um die relative Feuchtigkeit kennen zu lernen, nur auf irgend eine Weise, z. B. mit Hülfe einer absorbirenden Substanz (wie zu Anfang erörtert) den jeweiligen Dunstdruck e zu bestimmen, indem man e_m in den Spannkraft-Tabellen des gesättigten Wasserdampfes für die Temperatur τ angegeben findet. In der That beruht eine grosse Anzahl von Hygrometern auf der Bestimmung von e durch absorbirende Substanzen (Schwefelsäure, Chlorcalcium etc.).

Eine der besten Methoden zur Bestimmung des jeweiligen Dunstdruckes e ist die Ermittlung des Thaupunktes τ' . Letzterer bezeichnet nämlich diejenige Temperatur, auf welche eine Luftprobe abgekühlt werden muss, um dieselbe in gesättigte Luft zu verwandeln, und somit die Kondensation des Wasserdampfes einzuleiten. Hierbei wird stillschweigend vorausgesetzt, dass der Druck, welchem die Luftprobe

ausgesetzt ist, während der Abkühlung unverändert bleibe. Hat man τ' (beispielsweise mit Hilfe des Daniel'schen oder Regnault'schen Thaupunkt-Instrumentes) bestimmt, so findet man in den Spannkraft-Tabellen die Grösse e'_m , d. h. die Maximalspannkraft des Wasserdampfes bei der Thaupunkt-Temperatur τ' . Diese ist aber für den vorliegenden Fall mit der gesuchten Spannkraft e identisch, was sich aus der folgenden Ueberlegung ergibt: Wenn man eine Probe der von τ auf τ' abgekühlten Luft, in welcher die Kondensation gerade beginnt, in ein starres Gefäss einschliesst, und nun wieder auf τ Grad erwärmt, so vergrössert sich die Spannkraft von e'_m auf $e'_m \cdot \frac{273 + \tau}{273 + \tau'}$; dasselbe geschieht aber auch mit der Spannkraft p des Gemisches, welche auf $p \frac{273 + \tau}{273 + \tau'}$ anwächst. Um die ursprüngliche Spannkraft p und überhaupt den ursprünglichen Zustand wieder herzustellen, muss man die Luftprobe in dem Verhältniss $273 + \tau' : 273 + \tau$ sich ausdehnen lassen; dabei verringert sich aber auch wieder der Dunstdruck $e'_m \cdot \frac{273 + \tau}{273 + \tau'}$ auf e'_m .

— Da aber jetzt der ursprüngliche Zustand wieder hergestellt ist, bei welchem der Dunstdruck e mm betrug, so ist $e'_m = e$. Man hat also Nichts weiter nöthig, als in der Spannkraft-Tabelle des gesättigten Wasserdampfes die der Thaupunkt-Temperatur τ' entsprechende Maximal-Spannkraft aufzusuchen, um unmittelbar den gesuchten Dunstdruck e zu erhalten. Wurde beispielsweise bei einer Lufttemperatur von $\tau = 30^\circ$ der Thaupunkt τ' zu $18,5^\circ$ ermittelt, so ist der gesuchte Dunstdruck $e = 15,8$ mm, die relative Feuchtigkeit also $\frac{15,8}{31,6} 100 = 50,0$, da einer Temperatur von 30° eine Maximalspannkraft des Wasserdampfes von 31,6 mm entspricht.

Es erscheint nicht überflüssig, darauf hinzuweisen, dass die Kondensation des Wasserdampfes nicht bei $18,5^\circ$, sondern erst bei einer niedrigeren Temperatur eingetreten wäre, wenn man beispielsweise die Luftprobe bei der Abkühlung in ein starres Gefäss eingeschlossen hätte, denn es würde sich in diesem Falle mit der Erniedrigung der Temperatur gleichzeitig die Spannkraft des Gemisches verringern. Dass sich aber letzterer Umstand in der That in dem angedeuteten Sinne bemerkbar machen muss, wird verständlich werden, wenn man zunächst eine Druckverminderung bei unveränderter Temperatur in Betracht zieht; hierbei wächst nämlich das Volumen der Luftprobe, es verringert sich also das in der Volumeneinheit vorhandene Quantum Wasserdampf. War also bei-

spielsweise die Luft vor der Ausdehnung oder Druckverminderung mit Wasserdampf gerade gesättigt, so ist sie nachher relativ trocken, denn die Menge Wasserdampf, welche bei einer bestimmten Temperatur in einem Kubikmeter feuchter Luft vorhanden sein kann, ist nach den einleitenden Bemerkungen und auch nach Gl. 17) gänzlich unabhängig von dem Quantum trockener Luft, welches ausserdem in dem Raume eines Kubikmeters noch vorhanden ist.

Dem Vorstehenden zufolge wird offenbar bei der Ausdehnung ohne Temperaturänderung der Dunstdruck e proportional dem äusseren Drucke p verringert; genau dasselbe ist aber auch dann noch der Fall, wenn hinterher (oder auch gleichzeitig) die Temperatur eine beliebige Aenderung erfährt, wofern nur dabei die Ausscheidung von tropfbar flüssigem Wasser vermieden wird; denn unter dieser Voraussetzung ist die feuchte Luft wie ein Gemisch aus permanenten Gasen zu betrachten, bei welchem jeder Bestandtheil für sich dem Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetze gehorcht.

Die vorher ausgesprochene Behauptung bezüglich des Sättigungspunktes einer Luftprobe, welche bei der Abkühlung in ein Gefäss von unveränderlichem Volumen eingeschlossen ist, wird sich nunmehr leicht beweisen lassen. Abweichend von der bisher angewandten Symbolik, möge jetzt durch p_1, e_1, τ_1 , der Anfangszustand, mit p, e, τ derjenige des Sättigungspunktes charakterisirt werden! Da das Volumen ungeändert bleibt, so verändern sich sowohl die Partialdrucke der Bestandtheile, als auch die Spannkraft des Gemisches nach dem Gay-Lussac'schen Gesetz, also ist

$$\frac{p}{p_1} = \frac{p-e}{p_1-e_1} = \frac{e}{e_1} = \frac{273 + \tau}{273 + \tau_1}.$$

Hier interessirt uns nur die letzte Gleichung, welche auf e und τ sich bezieht. Diese Grössen sind beide unbekannt, indessen wissen wir, dass e die Maximalspannkraft des Wasserdampfes bei der Temperatur τ bedeuten soll; somit sind e und τ noch durch die zweite Relation

$$19) \quad e = 4,525 \cdot 10^{\frac{7,4475\tau}{294,67 + \tau}}$$

verknüpft, durch welche Magnus die Resultate seiner Versuche über die Maximalspannkraft des Wasserdampfes in ausreichender Weise darzustellen vermochte. Eliminirt man e aus beiden Gleichungen und logarithmirt das Resultat, so ergibt sich für die gesuchte Temperatur τ der Sättigung die Relation:

$$\cos \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{100}}} = \frac{1}{\sqrt{1,1}} = 0,95396$$

aus welcher α allerdings nur durch Probieren gefunden werden kann. Für das oben betrachtete Beispiel $v = 0,1c = 30000 \text{ km}$ ergibt sich $\alpha = 17,3^\circ$, während der Phasenwinkel β bei 100° liegt.

Ein anderer Fall der Berechnung des Strahlungswinkels durch Bestimmung des Länges wird weiter unten behandelt werden.

Erste Abtheilung.

Statik der Atmosphäre.

14. Der gasförmige Zustand. Die atmosphärische Luft gehört zu denjenigen Körpern, welche Gase genannt werden und sich von den tropfbar flüssigen und festen Körpern dadurch unterscheiden, dass sie weder eine selbstständige Form noch ein selbstständiges Volumen besitzen. Bei den Gasen werden also Form und Volumen im Allgemeinen bestimmt durch das Gefäss, welches dieselben enthält, d. h.: sobald äussere Kräfte ein Gas nicht beeinflussen, vertheilt sich dasselbe vollkommen gleichförmig über den ganzen, ihm zugewiesenen Raum. Eine Erklärung dieser charakteristischen Eigenschaft der Gase liefert uns die neuere, besonders von Krönig und Clausius begründete Vorstellung von dem Wesen des gasförmigen Zustandes, derzufolge jedes Gasmolekül, ohne von den übrigen afficirt zu werden, in gerader Linie mit konstanter Geschwindigkeit so lange fortläuft, bis es durch seinen Zusammenprall mit anderen Molekülen oder mit sonstigen Hindernissen in eine neue Bahn geworfen wird. Während also die Gasmoleküle in endlichen Entfernungen, durch blosser Gravitation, gar nicht oder doch nur in verschwindend geringem Grade einander beeinflussen, verhalten sie sich bei unmittelbarer Berührung wie vollkommen elastische Kugeln, indem bei grosser Annäherung Repulsivkräfte geweckt werden, welche mit der Verringerung der gegenseitigen Abstände sehr schnell anwachsen. (Maxwell hat diese Kräfte der 5ten Potenz des Abstandes umgekehrt proportional gesetzt und ist dadurch zu Gesetzen gelangt, welche den Resultaten physikalischer Experimente gut entsprechen.)

Auf das Einfachste ergeben sich aus der modernen Gastheorie die in § 11 besprochenen Gasgesetze. Der Druck eines Gases auf die Gefässwand ist die Folge der unzählig vielen Stösse, welche die im Gefässe hin und herfahrenden Moleküle auf die Wand ausüben; indem nun bei Verdoppelung des Volumens die mittlere

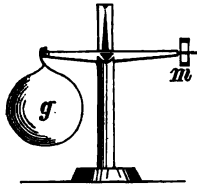
Geschwindigkeit der Gasmoleküle ungeändert bleibt, muss die Anzahl der Stösse pro Zeiteinheit auf die Hälfte herabsinken, also auch die Spannkraft des Gases auf die Hälfte sich verringern; bei einer Verdreifachung des Volumens auf ein Drittel, und so fort: Mariotte'sches Gesetz. — Vergrössert sich aber bei konstantem Volumen die mittlere Geschwindigkeit der Moleküle, so wächst die Intensität jedes einzelnen Stosses der Geschwindigkeit proportional; ausserdem gelangt aber auch jedes Molekül um so häufiger auf dieselbe Stelle zurück, und hieraus folgt, dass die Spannkraft des Gases dem Quadrate der mittleren Molekulargeschwindigkeit proportional ist. Aus der Erfahrung wissen wir aber, dass bei konstantem Volumen die Spannkraft proportional der absoluten Temperatur anwächst; somit führt die moderne Gastheorie auch zu dem Gay-Lussac'schen Gesetz, wenn wir die höchst wahrscheinliche Annahme machen, dass die absolute Temperatur dem Quadrate der Molekulargeschwindigkeit, oder der mittleren lebendigen Kraft der fortschreitenden Bewegung der Moleküle proportional sei.

15. Beziehung der atmosphärischen Luft zur Erde. Verlangt die Hypothese der molekularen Stösse bei Abwesenheit äusserer Kräfte eine gleichförmige Vertheilung der Moleküle in einem abgeschlossenen Raume, so widerspricht sie andererseits durchaus nicht der Thatsache, dass die Vertheilung derselben unter dem Einflusse äusserer Kräfte eine ungleichförmige wird. Man denke sich z. B. in der Nähe der Erdoberfläche ein einzelnes Gasmolekül, dessen Eigenbewegung sich zufällig gerade vertikal aufwärts vollzieht! In diesem Falle wird die Geschwindigkeit des Moleküls nicht konstant bleiben können, sondern infolge der Verzögerung durch die Schwerkraft allmählig bis auf Null abnehmen müssen, ebenso wie es mit der Geschwindigkeit eines vertikal aufwärts geworfenen Steines geschieht. Die Schwerkraft ist also im Stande auch die flüchtigen gasförmigen Körper an die Erde zu fesseln, so dass letztere mit der Erde rotiren und mit derselben den Weltraum durchwandern.*)

*) Allerdings scheint die Möglichkeit durchaus nicht ausgeschlossen, dass bei der Mannigfaltigkeit von Bewegungen innerhalb eines ganzen Schwarmes von Molekülen das eine oder das andere einmal eine solche Geschwindigkeit erlangt, welche demselben die dauernde Entfernung von der Erde ermöglicht. Wahrscheinlich handelt es sich also hier gerade so, wie bei dem Vorgange der Verdampfung, um einen Gleichgewichtszustand der Bewegung, indem die Erde vom Weltraume ebenso viele Gasmoleküle empfängt, wie sie an denselben abgibt.

Die Thatsache, dass auch die atmosphärische Luft dem Einflusse der Schwerkraft unterliegt, kann in nutzbringender Weise durch folgenden Versuch illustriert werden. Ein kleiner Wag-

Fig. 18.



balken (Fig. 18) trägt zwei Körper von demselben Gewichte und sehr verschiedenem Volumen; gewöhnlich wird der eine, m , aus solidem Messing hergestellt, während der andere, g , aus einer dünnwandigen, vollkommen geschlossenen Glaskugel besteht. Wird der Wagbalken durch Verschiebung des Messinggewichtes m genau äquilibrirt und alsdann das Ganze unter den Recipienten einer Luftpumpe gebracht, so sinkt die Glaskugel beim Evakuiren schnell herab; offenbar wurde also vorher ein beträchtlicher Theil des Gewichtes der Glaskugel von der Luft getragen, geradeso wie das wirksame Gewicht irgend eines schweren Körpers beim Eintauchen in eine tropfbare Flüssigkeit verringert wird. In der That ist das Archimedische Princip auf die Luft in genau derselben Weise anzuwenden, wie auf die tropfbaren Flüssigkeiten: Der Gewichtsverlust eines Körpers in der atmosphärischen Luft ist also gleich dem Gewichte des von dem Körper verdrängten Luftquantums. Das soeben beschriebene Instrument kann deshalb zu fortlaufenden Bestimmungen des specifischen Gewichtes oder der specifischen Masse („Dichtigkeit“) der Luft verwendet werden; man hätte zu diesem Behufe das Messinggewicht m bis zur genauen Aequilibrirung des Wagbalkens zu verschieben und die jeweilige Stellung desselben zu notiren.*) Für die Meteorologie würden indessen derartige Beobachtungen vor der Hand wohl kaum von sonderlichem Interesse sein.

16. Die Ursache und Bestimmung des Luftdruckes. Das im Vorstehenden angegebene Experiment hat in unzweideutiger Weise bewiesen, dass das Gewicht der Luft keineswegs eine stets zu vernachlässigende Grösse repräsentirt. Das Eigengewicht der Luft muss aber das Auftreten eines Flüssigkeitsdruckes in allen Punkten der Atmosphäre zur Folge haben, gerade so, wie es bei einer tropfbaren Flüssigkeit der Fall ist. Bekanntlich zeigt der

*) Um die Bewegung des Laufgewichtes zu vergrößern, wird man letzteres am besten nur einen kleinen Theil des ganzen Kontra-Gewichtes bilden lassen. — Noch bequemer wäre die Messung bei Anwendung des Princips der Briefwaage oder der Rung'schen Sinuswaage.

Druck in einer Flüssigkeit die bedeutsame Eigenthümlichkeit, dass sich derselbe nach allen Seiten hin gleichförmig fortpflanzt; oder in anderen Worten: Eine unendlich kleine, an irgend einer Stelle

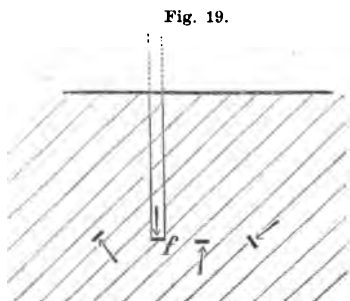


Fig. 19.

der Flüssigkeit gedachte ebene Fläche erleidet (von beiden Seiten) stets denselben Druck, welche Stellung man derselben auch geben mag; und dieser Druck ist, bei ruhender Flüssigkeit einfach gleich dem Gewichte desjenigen vertikalen Flüssigkeitscylinders, welcher sich bei horizontaler Lage der Fläche oberhalb der letzteren befindet (vergleiche Fläche f in

Fig. 19). Dasselbe gilt offenbar im Allgemeinen auch von der Atmosphäre.*)

Um den Flüssigkeitsdruck auf die gedachte kleine Fläche deutlich vor Augen treten zu lassen, ist Nichts weiter erforderlich, als denselben auf irgend eine Weise auf der einen Seite der Fläche hinwegzunehmen oder wenigstens zu verringern. Wird z. B. ein

*) Es erscheint interessant, diese Verhältnisse auch vom Standpunkte der neueren Gastheorie zu betrachten. Man stelle sich vor, dass die kleine horizontale Fläche f (Fig. 19) irgend einem festen Körper angehöre und dass ein Luftmolekül von der Masse m , mit der demselben eigenthümlichen Geschwindigkeit w_1 vertikal abwärts steigend, die Fläche treffe und von derselben reflektirt werde; hierbei wird die Geschwindigkeit w_1 durch die Fläche in die entgegengesetzt gleiche verwandelt, d. h. die Fläche ertheilt dem Molekül im Moment des Stosses eine Beschleunigung $2w_1$; die Druckkraft aber, welche die Fläche auf das betrachtete Molekül ausübt, ist gleich $2mw_1$, multiplicirt mit der Anzahl der Stöße, welche in der Zeiteinheit (Sekunde) erfolgen. Letztere Anzahl ist aber leicht zu berechnen, denn durch die Schwerkraft wird die Geschwindigkeit des vertikal aufsteigenden Moleküls in 1 Sekunde um g Meter verringert; nach t Sekunden ist dieselbe also $= w_1 - gt$, und sie wird Null für $t = \frac{w_1}{g}$.

Nach $\frac{w_1}{g}$ Sekunden erreicht also das Molekül seinen höchsten Punkt, kehrt um, und trifft somit die Fläche f nach $\frac{2w_1}{g}$ Sek. von Neuem. Demnach ist $\frac{g}{2w_1}$ die gesuchte Anzahl der Stöße in der Zeiteinheit. — Für die auf dieses Molekül von der Fläche ausgeübte Druckkraft ergibt sich somit:

$$2mw_1 \cdot \frac{g}{2w_1} = m \cdot g.$$

Letzteres Produkt ist aber Nichts anderes, als das Gewicht des Moleküls. Für

cylindrisches Glasrohr, wie umstehend in Fig. 20a angedeutet, U-förmig gebogen und etwa zur Hälfte mit Flüssigkeit gefüllt, so stehen die beiden gleichen Oberflächen f und f' zur Atmosphäre in genau derselben Beziehung und werden also von letzterer den genau gleichen Druck erleiden; in Wirklichkeit wird aber z. B. die Fläche f von oben und von unten gleich stark gedrückt, denn der auf f' von der Atmosphäre ausgeübte Druck pflanzt sich durch die Flüssigkeit fort und wirkt von unten her auf die Fläche f . Wird aber dieser Druck dadurch fortgenommen, dass man in dem rechten Schenkel über f' die Luft durch Auspumpen entfernt (Fig. 20b), so treibt der von oben her auf f wirkende Druck die Flüssigkeit vor sich her, indem f' ebenso viel steigt, wie f sinkt; und zwar muss diese Bewegung so lange anhalten, bis die Fläche f wieder von beiden Seiten gleich stark gedrückt wird; wurde die Luft über f' vollständig entfernt, so besteht der auf f von unten wirkende Druck einzig und allein aus dem hydrostatischen Drucke der angewandten Flüssigkeit, so dass letzterer als ein Maass für den auf f von oben her wirkenden Luftdruck dienen kann. Offenbar ist im vorliegenden Falle der in Rede stehende hydrostatische Druck gleich dem Gewichte des vertikalen Flüssigkeitscylinde $f'f_1$, wenn f_1 sich mit f in gleichem Niveau befindet; führt man den Versuch mit verschiedenen Flüssigkeiten aus, so

alle anderen Moleküle, welche die Fläche treffen, gilt dasselbe, so dass unser Resultat mit dem oben ausgesprochenen übereinstimmt.

Da nun die Geschwindigkeit w_1 bekannt ist und für atmosphärische Luft zu 485 Meter angenommen werden kann, so müsste es möglich sein, die Höhe h_0 der Atmosphäre zu berechnen, und zwar aus der Formel

$$w_1^2 = 2gh_0$$

(welche sich aus den Fallgesetzen pag. 4 durch Elimination von t ergibt). Man findet etwa 12000 Meter: eine Zahl, welche viel zu klein erscheint. Es ist indessen zu bedenken, dass dieser Berechnung eine bestimmte Voraussetzung über die Temperaturabnahme mit der Höhe zu Grunde liegt, denn die absolute Temperatur T ist ja nach § 14 dem Quadrate der Geschwindigkeit des Moleküls proportional: $T = \text{const. } w^2$.

In der Höhe h_0 herrscht somit die absolute Temperatur $T = 0$ (oder die Celsius-Temperatur $\tau = -273^\circ$). Leicht überzeugt man sich ferner, dass die Temperatur, dieser Voraussetzung zufolge, eine lineare Funktion der Höhe ist, und dass somit die Temperaturänderung Θ für 1 Meter aus

$$\Theta = \frac{T_1 - 0}{h_0} = \frac{T_1}{h_0}$$

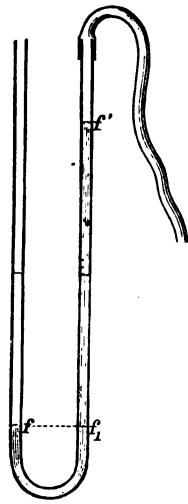
sich berechnet, wenn T_1 die Temperatur an der Erdoberfläche bezeichnet. Wird aber dieser Werth von Θ in die später abzuleitende Guldberg-Mohn'sche Höhenformel eingeführt, so ergibt sich für $h = h_0$ in der That auch der Luftdruck $p = 0$.

wird man finden, dass die Höhendifferenzen ff' sich umgekehrt verhalten, wie die specifischen Gewichte der betreffenden Flüssigkeiten: bei Wasser beträgt dieselbe etwa 10 Meter, bei Alkohol 13 Meter, bei Glycerin 8 Meter, bei Quecksilber aber nur etwa $\frac{3}{4}$ Meter. Da es sich bei dieser Bestimmung des Luftdrucks um die Messung einer Länge handelt, so würde sich offenbar mit Hülfe der erstgenannten Flüssigkeiten eine weit grössere Genauigkeit erreichen lassen, als bei Anwendung des Quecksilbers, und in der That hat man sich neuerdings hier und da des Glycerins bedient.*) Die

Fig. 20a.



Fig. 20b.



relative Unveränderlichkeit des Quecksilbers und die Bequemlichkeit der Behandlung einer so kurzen Flüssigkeitssäule sichert indessen dieser für die Wissenschaft so höchst wichtigen Flüssigkeit dauernd die Anwendung zur Messung des Luftdruckes; gegenwärtig findet man meistens nur einfach die Angabe: „Der Luftdruck beträgt so und soviel Millimeter,“ wobei die Bekanntschaft mit der Thatsache, dass es sich um eine Quecksilbersäule handelt, stillschweigend vorausgesetzt wird. Ausserdem ist hierbei stets anzunehmen, dass die Länge der Quecksilbersäule auf die Temperatur von Null Grad Celsius oder Réaumur reducirt sei.

17. Reduktion des Barometerstandes auf mittlere geographische Breite. Die Charakterisirung des Luftdrucks durch Angabe der denselben äquilibrirenden Quecksilbersäule von 0° C. hat noch keine universelle Bedeutung, denn die Schwere, d. h. der Druck, mit welchem ein Körper auf seine Unterlage wirkt, variirt sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung und ist eine Funktion der geographischen Breite. Ein und derselbe Luftdruck wird daher am Pole durch eine kürzere Quecksilbersäule äquilibrirt, als am Aequator; man sollte deshalb allgemein die mit Hülfe des Quecksilbers bestimmten Barometer-

*) Das Glycerin-Barometer von Jordan; Zeitschr. der Oesterr. Ges. für Meteor., 1881, pag. 25.

stände auf die mittlere geographische Breite von 45° reduciren, was leider in der Regel noch vernachlässigt wird.)* Die Ausführung dieser Reduction gründet sich auf diejenigen Formeln, welche in der Einleitung (pag. 10, Fussnote) für die Aenderung der Schwerkraftbeschleunigung g mit der geographischen Breite angegeben wurden; man berechnet also den auf 45° Breite reducirten Barometerstand b aus dem nur auf 0° reducirten Stande b' nach der Gleichung:

$$1) \quad b = b' (1 - 0,0026 \cos 2\varphi).$$

Die dem Stande b' hinzuzufügende Korrektion $b - b'$ ist also $= -b' \cdot 0,0026 \cos 2\varphi$. Hiernach ist beispielsweise ein Barometerstand von 760 mm um den folgenden Betrag zu korrigiren:

$\varphi = 0^\circ$	7°	12°	18°	22°	26°	30°	33°	36°
$\mp 1,97$	$\mp 1,91$	$\mp 1,80$	$\mp 1,59$	$\mp 1,42$	$\mp 1,21$	$\mp 0,98$	$\mp 0,80$	$\mp 0,61$
$\varphi = 90^\circ$	83°	78°	72°	68°	64°	60°	57°	54°
		$\varphi = 39^\circ$	42°	45°				
		$\mp 0,41$	$\mp 0,21$	$\mp 0,00$				
		$\varphi = 51^\circ$	48°	45°				

Ein am Pole abgelesener Barometerstand muss also um nicht weniger als nahezu 4 mm vergrössert werden, um mit einer Beobachtung am Aequator verglichen werden zu können, und selbst für das relativ kleine Gebiet der britischen Inseln beträgt der durch die Schwerkraftänderung bedingte Unterschied in maximo immer noch 0,6 mm.

Es ist zu beachten, dass die Angaben eines Aneroid-Barometers dieser Korrektion nicht bedürfen, da die Elasticität der Metallplatten selbstverständlich einer Aenderung mit der geographischen Breite nicht unterliegt. Dasselbe gilt von der indirekten Bestimmung des Luftdruckes durch die Beobachtung der Temperatur des im offenen Gefässe siedenden Wassers, oder richtiger: des vom siedenden Wasser ausgestossenen Dampfes. Dem Principe nach sind deshalb diese beiden Methoden der Luftdruck-Bestimmung derjenigen durch das Quecksilber-Barometer sogar überlegen; leider lassen sie aber in anderen Beziehungen so viel zu wünschen übrig, dass an eine selbständige, vom Quecksilberbarometer unabhängige Verwendung derselben nicht zu denken ist. Beispielsweise müsste die Temperatur des Siedepunktes bis auf 0,004° C. abgelesen werden, um für den Luftdruck die gebräuchliche Genauigkeit

*) Während Obiges gedruckt wird, trifft vom Signal Service Office aus Nordamerika die ertreuliche Nachricht ein, dass daselbst die Reduktion auf 45° Breite mit Anfang des Jahres 1885 zur Durchführung gelangen wird.

von 0.1 mm zu erzielen. Ein Aneroid dagegen lässt sich zwar empfindlich genug konstruieren, leidet aber an den noch schlimmeren Mängeln, welche aus der Unberechenbarkeit der Elasticitätskräfte und deren Empfindlichkeit gegen mechanische Einflüsse entspringen.

18. Einfluss der verticalen Schwerkraftänderung auf die Angaben des Quecksilber-Barometers. Das Gesetz, nach welchem die Beschleunigung der Schwerkraft mit der Entfernung von der Erdoberfläche abnimmt, ist allgemein bekannt; bezeichnet z die Seehöhe eines Punktes und g_z den Werth der Beschleunigung an dieser Stelle, g aber die Beschleunigung unter derselben im Meeresniveau, also in einer Entfernung von $\mathfrak{R} = 6378150$ Metern vom Erdmittelpunkte, so ist

$$\frac{g}{g_z} = \frac{(\mathfrak{R} + z)^2}{\mathfrak{R}^2} = 1 + \frac{2z}{\mathfrak{R}} + \left(\frac{z}{\mathfrak{R}}\right)^2$$

Die in Betracht kommende Seehöhe z wird gegen \mathfrak{R} stets sehr klein bleiben, weshalb das letzte Glied, als Quadrat eines sehr kleinen Bruches, gegen das zweite Glied vernachlässigt werden kann. Dadurch erhält man zunächst:

$$g_z = g \cdot \frac{1}{1 + \frac{2z}{\mathfrak{R}}} = g \left[1 - \frac{2z}{\mathfrak{R}} + 2 \left(\frac{z}{\mathfrak{R}}\right)^2 - \dots \right]$$

Wirft man auch in dieser durch direkte Division erhaltenen unendlichen Reihe alle Potenzen von z/\mathfrak{R} , ausser der ersten, fort, so ergibt sich die Relation:

$$2) \quad g_z = g \left(1 - \frac{2z}{\mathfrak{R}} \right) = g (1 - 0,000000314 \cdot z),$$

welche mit genügender Genauigkeit für die freie Atmosphäre die Schwerkraftabnahme mit der Höhe darstellt.

Offenbar wird aber das Gesetz ein anderes sein, wenn sich vom Meeresniveau aus Gebirgsmassen bis zu dem betrachteten Punkte aufwärts erstrecken; für diesen Fall ersetzt Poisson die Gleichung 2) durch die Hypothese:

$$3) \quad g_z = g \left(1 - \frac{z}{\mathfrak{R}} \left[2 - \frac{3}{2} \delta \right] \right),$$

wobei δ die Dichtigkeit dieser Gebirgsschichten, verglichen mit der mittleren Dichtigkeit der Erde, bezeichnet. Macht man ferner mit

Alex. v. Humboldt die Annahme, dass $\delta = 1/2$ sei, so gelangt man zu der Relation:

$$4) \quad g_z = g \left(1 - \frac{5}{4} \frac{z}{R} \right) = g (1 - 0,000\,000\,196 \cdot z).$$

Für letztere Formel hat sich neuerdings Herr Broch, Direktor des „Bureau international des Poids et Mesures“ in Paris, entschieden, als es sich darum handelte, für die 16 wichtigsten metro-nomischen Stationen Europas den Betrag der Schweren-Beschleunigung zu berechnen.*)

Aus dem Vorstehenden geht hervor, dass eine allgemein gültige Vorschrift zur Korrektion der Angaben eines Quecksilberbarometers wegen der vertikalen Schwerenänderung nicht aufgestellt werden kann. Nichtsdestoweniger erscheint es sehr rathsam, in jedem einzelnen Falle nach bestem Ermessen**) diese Korrektion stets auszuführen, was bei der Geringfügigkeit derselben auch gar keine Schwierigkeiten bietet.

Bezeichnet man mit b'' den auf 0^0 reducirten Stand, mit b' aber denjenigen, welchen das Barometer angeben würde, wenn — bei unveränderter Spannkraft der Luft — die Schwerkraft ebenso gross wäre, wie im Meeresniveau, so ist

$$5) \quad b' = b'' (1 - \beta \cdot z),$$

worin der Faktor β zwischen den in 2) und 4) angegebenen Zahlenwerthen variiert. Die an dem rohen Barometerstande b'' anzubringende Korrektion ($b' - b''$) hat somit den Werth:

$$- b'' \beta \cdot z,$$

indem der in der Seehöhe z beobachtete Barometerstand b'' stets zu gross ist.

(Beispiel: Für die neugegründete Station auf dem Sântisgipfel ist $z = 2467$ Meter; der mittlere Barometerstand b'' beträgt 565 mm. Wegen der Gipfellage der Station ist der in 4) angegebene untere Grenzwert von β offenbar zu niedrig; man nehme deshalb etwa $\beta = 0,000\,000\,22$, wobei sich ergibt:

*) Im 1. Bande der von diesem Bureau herausgegebenen „Travaux et Mémoires“ giebt nämlich Herr Broch allgemein die Formel:

$$g_{\varphi,z} = g_{45,0} (1 - 0,00259 \cos 2\varphi) (1 - \beta z),$$

worin $\beta = 0,000\,000\,196$ gesetzt wird; diese Formel geht aus 4) dadurch hervor, dass man g durch den in der Einleitung, p. 10 Gl. 7) mitgetheilten Ausdruck ersetzt.

**) Uebrigens sind wir ja im Besitze vortrefflicher Methoden, durch welche die Schwerkraft an zugänglichen Punkten direkt bestimmt werden kann.

$$b'' \beta . z = 0,321 \text{ mm.}$$

Die Barometerstände auf dem Säntis sind also um rund 0.3 mm zu verringern, um mit den im Meeresniveau abgelesenen Ständen verglichen werden zu können.)

Wiederum ist natürlich zu beachten, dass diese Korrektion bei den zwei andern, im vorigen Paragraphen angeführten Methoden der Luftdruckbestimmung in Wegfall kommt.

Beiläufig sei schliesslich noch darauf hingewiesen, dass die beiden, in diesem und im vorigen Paragraphen besprochenen Reduktionen des Quecksilberbarometers, durch Substitution von 5) in 1) in folgende Gleichung zusammengefasst werden können:

$$6) \quad b = b'' (1 - 0,0026 \cos 2 \varphi) (1 - \beta . z),$$

worin β zwischen 0,000000196 und 0,000000314 variirt.

19. Luftdruck in allgemeinem Kraftmaass. Der Luftdruck ist eine Kraft, und als solche vermöge einer Einheit zu messen, welche ebenfalls eine Kraft repräsentirt. Bisher galt ziemlich allgemein in der Mechanik das Kilogramm als Einheit der Kraft, wobei indessen nicht berücksichtigt wurde, dass die Druckkraft, mit welcher das Gewichtstück Kilogramm auf seine Unterlage wirkt, eine mit Seehöhe und geographischer Breite beträchtlich variirende Grösse ist. Die sogenannten Gewichtseinheiten (Gewichtsstücke) sind deshalb überhaupt nicht als Kräfteinheiten, sondern als Masseneinheiten zu betrachten; denn wären es Kräfteinheiten, so dürfte beispielsweise das Kilogrammstück, welches am Aequator oder in einer andern Seehöhe zur Verwendung kommt, mit dem in Paris aufbewahrten Prototyp des Kilogramms gar nicht übereinstimmen, sondern wäre nach Maassgabe der Formel 6) zu verändern. Es kommt aber beispielsweise dem Kaufmanne gar nicht darauf an, zu erfahren, welchen Druck eine Waare auf die Unterlage ausübt, sondern darauf, wieviel Masse dieselbe enthält; im Gegentheil: wäre etwa das „Gewicht“ eines Diamanten in der Nähe des Aequators mit derartig korrigirten Gewichtsstücken bestimmt worden, so würde derselbe in England ein grösseres Gewicht ergeben. Die „Gewichtseinheiten“ der ganzen Welt sucht man deshalb so viel wie möglich mit den in Paris aufbewahrten Prototypen identisch zu machen, und hierin wird vermöge der zu grosser Vollkommenheit gediehenen Technik des Präcisionswagen-Baues ein ungemein hoher Grad der Genauigkeit erreicht.

Das Kilogramm repräsentirt also die Masseneinheit *M*. Da

nun das Gewicht Q eines Kilogramms, entsprechend der allgemeinen Formel $F = ma$ für die Kraft (pag. 39, Fussnote), durch

$$Q = Mg$$

darzustellen ist, und die rechte Seite — bei 1 Meter als Längeneinheit — nahezu den Werth 10 erhält, so beträgt die Kräfteinheit nur nahezu den 10ten Theil desjenigen Druckes, welchen 1 Kilogramm auf seine Unterlage ausübt. Man sollte also der Klarheit wegen die hieraus sich ergebende Kräfteinheit mit einem besonderen Namen belegen und vom Kilogramm als Kraftmaass gänzlich Abstand nehmen. In der That haben englische Gelehrte versucht, derartige Kräfteinheiten einzuführen, und in Uebereinstimmung mit diesen Versuchen würde man jene Kräfteinheit etwa Makrodyn zu nennen haben.

Bis zu allgemeiner Einführung einer zweckmässigeren Bezeichnung begnügen wir uns jedoch mit dem Ausdrucke: „Kräfteinheit“ und werden denselben stets in gleichem Sinne gebrauchen. Die präzise Definition dieser „Kräfteinheit“ muss indessen begrifflicherweise wieder der Schwerkraft entlehnt werden, weshalb wir gelegentlich (wo eine Verwechslung mit der Masseneinheit ausgeschlossen ist) auch noch das Kilogramm als Kraftmaass benutzen werden; letzteres ist aber zu diesem Zwecke besser, als bisher geschehen, zu definiren, weshalb wir sagen: Das Kilogramm, als Kraftmaass betrachtet, ist derjenige Druck, mit welchem das Pariser Prototyp des Kilogramms unter 45° Breite und im Meeresniveau auf seine Unterlage wirkt. Dieser Druck repräsentirt g_{45} ($= 9,8065$) „Kräfteinheiten.“

Nach dieser Definition wird es möglich sein, den Luftdruck im Kraftmaasse, d. h. denjenigen Druck anzugeben, welchen die Atmosphäre bei einem gewissen Barometerstande auf die Fläche eines Quadratmeters ausübt. Wir wollen diese Kraft zunächst für den „Normal-Atmosphärendruck“ berechnen; als solchen hat nämlich das internationale Comité für Maass und Gewicht in seiner Sitzung vom 8. Oktober 1878 denjenigen Luftdruck definirt, welchem unter 45° Breite und im Meeresniveau eine Quecksilbersäule von 760 mm Höhe und normaler Dichte (13,59593 mal jener des Wassers von 4°) das Gleichgewicht zu halten vermag. Es fragt sich nun, ob der Druck, welchen eine derartige Quecksilbersäule bei 1 Meter Querschnitt auf ihre Grundfläche ausübt, in voller Strenge mit dem soeben definirten Kraftmaasse verglichen werden kann? Diese Frage ist mit Ja zu beantworten, wenn das Pariser Kilo-

gramm in der That, der ursprünglichen Absicht gemäss, die Masse eines Kubikdecimeters reinen Wassers von 4° C. darstellt.*) Alsdann ist nämlich die Masse der in Rede stehenden Quecksilbersäule identisch mit derjenigen einer Wassersäule von gleichem Querschnitt = 100 Quadratdecimetern und 7,6.13,59593 Decimeter Höhe, deren Volumen somit 10332,907 Kubikdecimeter, und deren Druck auf die Grundfläche von 1 Meter ebensoviel Kilogramme beträgt; der Normal-Atmosphärendruck wirkt also auf ein Quadratmeter mit einer Kraft von 10332,907 Kilogr.

Für irgend einen anderen, nach Gl. 6) auf die Schwere von 45° Breite und 0 Meter Seehöhe reducirten Barometerstand b wird somit der Luftdruck

$\frac{b}{760} \cdot 10332,907$ Kilogr. oder $\frac{b}{760} g_{45} \cdot 10332,907$ Kraftereinheiten betragen.

Beiläufig sei bemerkt, dass der soeben besprochene Normal-Luftdruck für den Physiker und Meteorologen eine besondere Bedeutung dadurch gewinnt, dass der obere Fixpunkt der Thermometerskala mit Hülfe desselben normirt ist; als Normalgrade des hunderttheiligen Thermometers werden diejenigen bezeichnet, für welche die Temperatur 100° mit dem Siedepunkte des reinen Wassers bei dem Normal-Atmosphärendrucke identisch ist.**)

20. Wahre Bedeutung des Luftdruckes. Die Erörterungen des Paragraphen 16 könnten möglicherweise zu der Ansicht Anlass geben, als ob der durch das Barometer gemessene Druck der Atmosphäre einzig und allein von dem Gewichte der Luftsäule oberhalb des Beobachtungsortes herrühren müsse; dieser Schlussfolgerung ist indessen nur eine bedingte Gültigkeit zuzuerkennen. Auf einige von den Einflüssen, welche mitbestimmend auf den Luftdruck einwirken können, mag durch folgende, leicht anzustellende Versuche aufmerksam gemacht werden.

Ein Barometer***) werde mit seinem Gefässe in eine Glasflasche F mit weitem Halse eingesenkt und mittelst eines doppelt durchbohrten Kautschukstöpsels befestigt, wie die bei-

*) Streng genommen hat man indessen zwischen einem Kubikdecimeter und einem Liter zu unterscheiden, indem letzteres als das Volumen eines Kilogramms Wasser von 4° Dichte zu definiren ist.

**) Die Zahlen τ' für die Regnault'schen Grade sind kleiner, als die Zahlen τ für die Normalgrade, und zwar so, dass $\tau = \tau' 1,000093176$.

***) Für derartige Zwecke konstruirt man sich genügend gute Barometer am einfachsten mit Hülfe des Bogen'schen Verfahrens, indem man aus dem

stehende Fig. 21 es erläutert. Solange das Glasröhrchen *r* geöffnet ist, bildet die von dem Glasgefässe eingeschlossene Luft einfach einen Theil der Atmosphäre, und das innerhalb desselben angebrachte Barometer steht genau so hoch, wie irgend ein ganz frei aufgestelltes Barometer. Wird aber *r* durch einen Kautschukschlauch mit Glasstöpsel verschlossen, so genügt die geringe Erwärmung, welche die Luft durch Umschliessung des Gefässes mit der Hand erfährt, um das Barometer sofort zum Steigen zu bringen. Die Erwärmung kann auch an einer anderen Stelle geschehen, indem man einen kleinen Glasballon (Kochflasche) durch einen längeren Kautschukschlauch *s* mit *r* verbindet.

Man kann ferner das Barometer auch dadurch zum Steigen bringen, dass man *s* mit *r* verbindet, den Stöpsel *K* lockert und eine kleine Portion Aether in die Kochflasche giesst; wird der Stöpsel *K* alsdann schnell wieder eingefügt, so wird durch die in *B* sich entwickelnden Aetherdämpfe die Luft in *F* comprimirt, und das Barometer muss steigen.

Es ist nicht daran zu zweifeln, dass ähnliche Verhältnisse, wie sie hier künstlich erzeugt wurden, auch bei unseren Barometern nicht selten bis zu einem gewissen Grade sich geltend machen. Auch grosse atmosphärische Wellen, wie sie von mächtigen vulkanischen Eruptionen erzeugt werden, afficiren das Barometer bis auf Entfernungen, welche auf das Dreifache des Erdumfanges zu veranschlagen sind; auch in diesem Falle dürfte es sich nur zum geringeren Theile um eine Gewichtsvermehrung der darüber lagernden Luftsäule handeln.

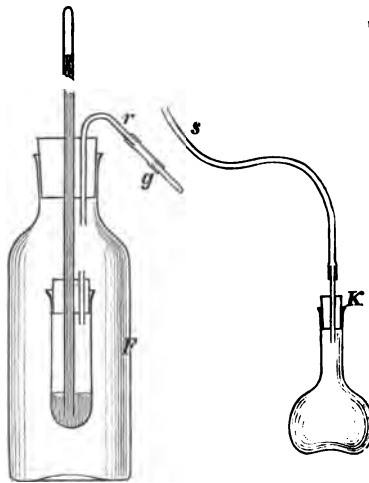


Fig. 21.

ganz gefüllt und durch den Finger geschlossenen Rohre nach dem Umkehren einige Centimeter Quecksilber in feinem Strahle austreten lässt und nun durch gelindes Schütteln in horizontaler Lage alle Luftbläschen in das partielle Vakuum sammelt. Wenn man dieses Verfahren 2—3 mal wiederholt und dabei das Barometer auf etwa 50° erwärmt, so erzielt man eine recht befriedigende Luftleere. Durch einen Kautschuk-Ueberzug über den Finger erleichtert man sich diese Manipulation in hohem Grade.

(Noch andere, den Luftdruck mitbestimmende Momente werden später zur Sprache kommen.)

Aus Alledem ergiebt sich mit Entschiedenheit, dass das Barometer im Grunde Nichts ist, als ein Manometer, durch welches die Spannkraft derjenigen Luft gemessen wird, welche das Barometer unmittelbar umgiebt. Diese, von innen nach aussen wirkende Spannkraft des in Betracht gezogenen Luftquantums ist identisch mit demjenigen, was in der Meteorologie als Luftdruck bezeichnet wird; im Allgemeinen ist der aus dem Gewichte der Luftsäule über dem Barometer entspringende Druck dem „Luftdrucke“ entgegengesetzt gleich; es kommen jedoch häufig (und vielleicht stets) Abweichungen vor, welche aber einen Betrag von 1—2 mm Quecksilberdruck in der Regel nicht übersteigen dürften.

21. Ableitung der barometrischen Höhenformel. Dass innerhalb des Luftoceans ebenso wie im Meere mit der Annäherung an das Gravitationscentrum der Erde eine Zunahme des Flüssigkeitsdruckes stattfinden muss, liegt auf der Hand; das Gesetz dieser Druckzunahme anzugeben, ist die Aufgabe der barometrischen Höhenformel. In ihrer gewöhnlichen Form nimmt dieselbe von den im vorigen Paragraphen besprochenen Abweichungen nicht Notiz; sie bezieht sich, streng genommen, nur auf eine vollkommen ruhende Atmosphäre und kann deshalb in einzelnen Fällen zu entschieden fehlerhaften Resultaten führen, während gegen ihre Anwendung auf Mittelwerthe aus den Beobachtungen eines längeren Zeitabschnittes, mit wechselndem meteorologischem Charakter, ernstliche Einwendungen nicht erhoben werden können.

Das Princip, welches der Ableitung der Höhenformel zu Grunde liegt, wird nach obigen Betrachtungen ohne Weiteres verständlich sein.

Man denke sich eine vertikale Luftsäule von 1 Quadratmeter Querschnitt, welche sich in irgend einer geographischen Breite φ in einer mittleren Höhe von z Metern über dem Meeresniveau befindet, in gleich grosse Scheiben zerlegt; ist Δh die Höhe jeder Scheibe, so bezeichnet 1. $\Delta h = \Delta h$ das Volumen derselben, und $s \cdot \Delta h$ das Gewicht irgend einer von ihnen, wenn s das Gewicht der Volumeneinheit Luft an der betreffenden Stelle bedeutet. In vollkommener Ruhe kann nun offenbar der betreffende Theil der Atmosphäre nur dann verharren, wenn der Druck auf die Unterfläche der betrachteten Scheibe denjenigen auf die obere Grenzfläche um eine Grösse Δp übertrifft, welche dem Eigengewichte

$s \cdot \Delta h$ der Scheibe genau gleich ist. Die ebenso einfache, wie wichtige Grundgleichung wird also lauten:

$$7) \quad s \cdot \Delta h = - \Delta p. *)$$

(Das Minuszeichen ist deshalb zu setzen, weil einer Zunahme der von unten nach oben gerechneten Höhe h eine Abnahme des Druckes p entspricht.)

Im Allgemeinen wird also die Druckzunahme Δp , für dieselbe Höhendifferenz $-\Delta h$, in den unteren Schichten der Atmosphäre (sowohl wegen des grösseren Druckes p als auch wegen der grösseren Schwerkraft) grösser sein, als in den oberen Schichten; in kalter Luft grösser, als in warmer Luft; am Pole grösser, als am Aequator. Alle diese Faktoren, welche das absolute oder spezifische Gewicht des betrachteten Luftvolumens beeinflussen, sind in Betracht zu ziehen.

Für eine elementare Behandlung des Problems nehmen wir nun an, dass $\Delta h = 1$ Meter sei, dass also die Luftscheiben sämtlich einen vertikalen Durchmesser von 1 Meter haben; der Grundgleichung können wir alsdann folgende, ebenfalls ohne Weiteres einleuchtende Form geben:

$$s = p_1 - p,$$

welche für die darunterliegenden Schichten lautet:

$$s_1 = p_2 - p_1$$

$$s_2 = p_3 - p_2$$

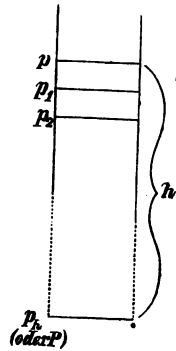
etc.

Wir machen nun zunächst die Voraussetzung, dass die Zusammensetzung und Temperatur der Luft, sowie auch die Schwerkraft in allen Schichten dieselben seien; alsdann hängt das spezifische Gewicht s nur noch vom jeweiligen Drucke ab, und zwar ist dasselbe nach dem Mariotte'schen Gesetze (§ 11, Gl. 4) dem Drucke proportional, d. h. man kann setzen:

$$8) \quad s = p \cdot K$$

worin K einen zunächst noch unbekanntem, aber in allen Schichten gleichen Werth hat. Werden sämtliche s in vorstehenden

Fig. 22.



*) Vollkommen korrekt erscheint dieselbe nur dann, wenn man die einander entsprechenden Inkremente Δh und Δp der Höhe und des Druckes unendlich klein werden lässt und sie demgemäss mit dh und dp bezeichnet:

$$s \cdot dh = - dp.$$

Wird hierin, wie im Texte erörtert, s durch $K \cdot p$ ersetzt, so gelangt man durch Integration sehr schnell zum Ziele, indem $\frac{dp}{p} = d \log \text{nat. } p$ ist.

Gleichungen durch die entsprechenden Ausdrücke $p K, p_1 K, p_2 K$ etc. ersetzt, so erhält man folgende Reihe von Gleichungen:

$$p K = p_1 - p, \text{ oder: } \frac{p_1}{p} = K + 1$$

$$p_1 K = p_2 - p_1, \text{ oder: } \frac{p_2}{p_1} = K + 1$$

$$p_2 K = p_3 - p_2, \text{ oder: } \frac{p_3}{p_2} = K + 1$$

etc. etc.

Wenn man nun in den rechtsstehenden Gleichungen alle linken und alle rechten Seiten mit einander multiplicirt, so ergibt sich für den Druck $p_h = P$ in derjenigen Luftschicht, welche h Meter tiefer liegt, der Ausdruck:

$$\frac{P}{p} = (1 + K)^h.$$

Nimmt man beiderseits die Logarithmen, so erhält man:

$$9) \quad \log \frac{P}{p} = h \log (1 + K).$$

Wie sich alsbald zeigen wird, ist K ein sehr kleiner ächter Bruch; wir setzen $\log (1 + K) = \text{Mod. Log} (1 + K)$, indem wir mit *Mod.* den Modulus 0.43429, und mit *Log* den natürlichen Logarithmus bezeichnen, und entwickeln den letzteren in die bekannte Reihe:

$$\text{Log} (1 + K) = K - \frac{K^2}{2} + \frac{K^3}{3} - + \dots,$$

in welcher aber wegen der Kleinheit von K alle auf das erste folgenden Glieder vernachlässigt werden können; demnach ist $\log (1 + K) = K \cdot \text{Mod.}$ und das vorher gewonnene Resultat (Gl. 9) geht über in:

$$10) \quad \log \frac{P}{p} = h \cdot K \text{ Mod.}$$

Um aber schliesslich noch die Bedeutung von K zu erkennen, suchen wir für das specifische Gewicht s einen anderen Ausdruck zu gewinnen, indem wir alle dasselbe beeinflussenden Momente in Betracht ziehen, nämlich: die Zusammensetzung, Temperatur und Spannkraft der Luft und den Betrag der Schwerkraft als Function von Breite und Seehöhe. Schnell wechselnd und verhältnissmässig leicht zu messen ist unter den Bestandtheilen der atmosphärischen Luft nur der Wasserdampf, welcher die Luft leichter macht, da seine Dichtigkeit (unter gleichen Verhältnissen des Druckes und der Temperatur) nur $\frac{5}{8}$ von derjenigen der trockenen Luft beträgt.

Betrachten wir deshalb die Zusammensetzung der Luft im Uebrigen als konstant, so können wir ohne Weiteres einen bereits in der Einleitung (Gl. 15'' in der Fussnote p. 48) abgeleiteten Ausdruck benutzen, welcher für den vorliegenden Zweck nur dadurch umzuformen ist, dass man Zähler und Nenner mit p multiplicirt, mit 273 dividirt, und alsdann den Bruch $1/273$ durch α ersetzt.*) Hierdurch erhält man:

$$11) \quad s = p \cdot \frac{[e]_0 g_{45}}{p_0} \frac{1}{1 + \alpha \tau} \left(1 - 0,378 \frac{e}{p}\right) (1 - 0,0026 \cos 2 \varphi) (1 - \beta z)$$

Vergleicht man dieses Resultat mit dem früher unter 8) für s aufgestellten Ausdrucke $s = p \cdot K$, so ergibt sich, dass K folgenden Werth hat:

$$12) \quad K = \frac{[e]_0 g_{45}}{p_0} \frac{1}{1 + \alpha \tau} \left(1 - 0,378 \frac{e}{p}\right) (1 - 0,0026 \cos 2 \varphi) \cdot (1 - \beta z)$$

und dass somit die Gleichung 10) folgende Form gewinnt:

$$13) \quad \log \frac{P}{p} = \frac{h}{1 + \alpha \tau} \frac{Mod. [e]_0 g_{45}}{p_0} \cdot \left(1 - 0,378 \frac{e}{p}\right) (1 - 0,0026 \cos 2 \varphi) \cdot (1 - \beta z).$$

Hierin ist $p_0 = 10332,907 \cdot g_{45}$, $[e]_0 = 1,29305$ (Kgr.) und $Mod. = 0,43429$; der Faktor $\frac{Mod. [e]_0 g_{45}}{p_0}$ hat somit den Werth: $\frac{1}{18401,2}$,

wodurch die obige Behauptung, dass K ein sehr kleiner ächter Bruch sei, bestätigt wird.

Löst man nach Einführung dieses Zahlenwerthes die Gleichung auf nach h , um derselben die gebräuchliche Form zu geben, so erhält man als barometrische Höhenformel:

$$14) \quad h = 18401,2 (1 + \alpha \tau) \left(1 + 0,378 \frac{e}{p}\right) (1 + 0,0026 \cos 2 \varphi) (1 + \beta z) \log \frac{P}{p}.$$

(Hierbei ist noch zur Abrundung im dritten Faktor $1 + 0,378 e/p$ für $\frac{1}{1 - 0,378 e/p}$ gesetzt, was bei der Kleinheit des ächten Bruches $0,378 e/p$ gestattet ist; Analoges gilt für den vierten und fünften Faktor.)

Es wurde oben (pag. 67) die Voraussetzung gemacht, dass Temperatur, Wasserdampfgehalt und Schwerkraft in allen auf der Strecke h liegenden Schichten dieselben seien; in Wirklichkeit verhält es sich indessen anders: alle 3 Elemente nehmen nach oben hin ab. Der Einfluss der Schwerkraft-Änderung ist überhaupt sehr unbedeutend; es genügt deshalb vollkommen, wenn

*) Für „Normalgrade“ (§ 19) berechnet Herr Direktor Broch für den Ausdehnungskoeffizienten α den Werth: $\alpha = 0,003670$.

man für z den Mittelwerth aus der Seehöhe der unteren und oberen Station einsetzt.

Obwohl die anderen 2 Elemente (besonders die Temperatur) einen wesentlich grösseren Einfluss auf die Bestimmung des Höhenunterschiedes h ausüben, so sieht man sich doch gezwungen, auch hier ganz ähnlich zu verfahren, da bestimmte, in allen Fällen gültige Gesetze der Aenderung mit der Höhe nicht existiren; man pflegt daher auch für τ und für e/p das Mittel aus den unten und oben beobachteten Werthen in die Gleichung 14) einzuführen.

Unter P und p wurde ursprünglich der Luftdruck im Kraftmaasse verstanden; da indessen nur das Verhältniss von P und p in der Endgleichung 14) vorkommt, so können dafür ohne Weiteres die unten und oben beobachteten Barometerstände B und b eingeführt werden, vorausgesetzt, dass beide nach Gl. 6) § 18 bezüglich der Schwerenänderung bereits korrigirt seien. (Die Rühlmann'sche Höhenformel*) unterscheidet sich von Gl. 14) im Wesentlichen nur dadurch, dass sie sich — anstatt auf wirklichen Luftdruck — auf die wegen der vertikalen Schwerenänderung nicht korrigirten Stände des Quecksilberbarometers bezieht; die von uns als geschehen vorausgesetzte Korrektion ist also gewissermaassen in die Höhenformel mit aufgenommen, und zwar nach Maassgabe der Gl. 4) des 18. Paragraphen, d. h. für den speciellen Fall, dass es sich nicht um die freie Atmosphäre, sondern um Stationen handelt, welche die irgendwie gestaltete Erdoberfläche direkt berühren; in Folge eigenthümlicher Umformungen dokumentirt sich die hierdurch bedingte Abweichung der Rühlmann'schen Formel nur darin, dass im zweiten, die Temperatur τ betreffenden Faktor der Summand 1,00157 an Stelle der 1 getreten ist. Die Konstante β hat in der Rühlmann'schen Formel den Werth $2/\mathfrak{R}$, welchen man in Gl. 2) angegeben findet; dass man aber für die Lufttheilchen ein anderes Gesetz der Schwerkraftänderung voraussetzt, als für die Quecksilbersäulen, erscheint bis zu einem gewissen Grade berechtigt, wenn man die bei Höhenmessungen wirklich obwaltenden Verhältnisse in Betracht zieht (vergl. Fig. 23). — Die übrigen kleinen Unterschiede in den Konstanten beruhen zum Theil darauf, dass in unserer Formel die oben definirten, von den Regnault'schen etwas abweichenden Normalgrade vorausgesetzt werden.)

*) Dr. Richard Rühlmann: Die barometrischen Höhenmessungen. Leipzig 1870, Joh. Ambr. Barth.

In den folgenden Paragraphen sollen verschiedene Verwendungen der Höhenformel besprochen werden, wodurch die grosse Bedeutung derselben klar zu Tage treten wird.

22. Die Massenvertheilung innerhalb der den Erdkörper einschliessenden Gashülle kann im Grossen und Ganzen mit Hilfe der Höhenformel in der folgenden einfachen Weise erkannt werden. Wäre die Luft ganz trocken ($e = 0$), die Schwerenabnahme mit der Höhe nicht vorhanden ($\beta = 0$) und die Temperatur τ überall Null Grad, so würde sich für 45° Breite die Höhenformel auf den folgenden einfachen Ausdruck reduciren:

$$15) \quad h = 18401 \log \frac{P}{p}.$$

Es bedeute nun P den Luftdruck an der Erdoberfläche; setzen wir aldann $p = \frac{1}{10} P$, so wird $h = 18401$; letztere Konstante bedeutet also diejenige Höhe, in welcher bei trockener Luft von 0° C. in 45° Breite der Luftdruck nur noch $\frac{1}{10}$ von demjenigen an der Erdoberfläche beträgt. Setzt man ferner: $p = \frac{1}{100} P$, so wird $h = 2 \times 18401$ Meter; die Höhe von 36802 Metern bezeichnet also im Allgemeinen diejenige, der Erdoberfläche nahezu parallele Fläche, welche bereits $\frac{99}{100}$ der ganzen Masse der Atmosphäre einschliesst. — In derselben Weise ergiebt die Annahme $p = \frac{1}{1000} P$ den Werth $h = 55203$; d. h. in einer Höhe von etwa $7\frac{1}{2}$ geogr. Meilen beträgt der Barometerstand nur noch etwa 0.76 mm, die Luft hat also bereits eine Verdünnung, welche durch unsere Luftpumpen kaum mehr zu erreichen ist. In Wirklichkeit wird übrigens die Verdünnung noch grösser sein, da die Temperatur in den oberen Schichten jedenfalls weit niedriger ist, als von uns soeben angenommen wurde.

23. Ueber die Höhenmessung mit Hilfe von Luftdruck-Beobachtungen. Ihrer Bezeichnung entsprechend, dient die barometrische Höhenformel zur Bestimmung der Höhendifferenz zweier Punkte, an welchen der Luftdruck, sowie auch die Temperatur und Feuchtigkeit gleichzeitig beobachtet wurden. Diesem Zwecke entspricht die unter 14) gewonnene Gestalt der Formel. Wir betrachten zunächst ein Beispiel, welches den neuesten Beobachtungstabellen der Schweizerischen Stationen entnommen ist. Für den April 1884 ergaben sich folgende Mittelwerthe:

Altstätten ($\varphi = 47^{\circ} 23'$).

	Barom.	Temp.	Relat. Feuchtigt.
7 ^a :	716,22 mm	6,05 ^o	84,3 ^o / _o
9 ^p :	716,16 „	7,40 ^o	78,6 ^o / _o
Mittel:	716,19 mm	6,72 ^o	81,4 ^o / _o

Hieraus Dunstdruck = 5,98 mm.

Säntis ($\varphi = 47^{\circ} 15'$).

	Barom.	Temp.	Relat. Feuchtigt.
7 ^a :	557,52 mm	— 5,06 ^o	86,1 ^o / _o
9 ^p :	558,10 „	— 4,84 ^o	88,8 ^o / _o
Mittel:	557,81 mm	— 4,96 ^o	87,4 ^o / _o

Hieraus Dunstdruck = 2,73 mm.

Es sind zunächst die Barometerstände wegen der Schwerkraftänderungen zu reduciren, wozu eine approximative Kenntniss der Seehöhen erforderlich ist, wie sie z. B. mit Hülfe der Gleichung 14) unter Vernachlässigung der Faktoren für Feuchtigkeit, Schwerenänderung (eventuell auch Temperatur) und bei der Annahme $B = 760$ mm für das Meeresniveau sehr leicht erworben werden kann; man wird etwa finden: Seehöhe von Altstätten = 477 m, und Seehöhe des Säntisgipfels = 2469 m.

Die nach 5) berechneten Korrekturen wegen der vertikalen Schwerkraftänderung sind hiernach (β in beiden Fällen = 0,000000196 angenommen):

Altstätten — 0,07 mm; Säntis — 0,27 mm.

Ferner ergeben sich nach Gl. 1) folgende Korrekturen zur Reduktion auf 45^o Breite:*)

	+ 0,16 mm	+ 0,11 mm
Beide vereinigt ergeben:	+ 0,09 mm	— 0,16 mm,

so dass die korrigirten Barometerstände folgende sind:

Altstätten 716,28 mm; Säntis 557,65 mm.

Hieraus findet man:

$$\log \frac{P}{p} = 0,108721 \left[\log \left(\log \frac{P}{p} \right) = 0,036313 - 1 \right]$$

Für β werde rund 0,0000002 angenommen (Gl. 4)! mit der mittleren Seehöhe $z = \frac{1}{2}(477 + 2469) = 1472$ ergiebt sich alsdann der vorletzte Faktor:

*) Im vorliegenden Falle beträgt der Breitenunterschied beider Stationen nur 8 Minuten, so dass die Reduktion auf 45^o wohl unterbleiben könnte; bei grösserer Breitendifferenz kann indessen die Vernachlässigung derselben die ernstlichsten Fehler zur Folge haben.

$$(1 + \beta z) = 1,00029 \quad [\log = 0,000127].$$

Hierauf mit der mittleren geographischen Breite $47^{\circ} 19'$:

$$(1 + 0,0026 \cos 2\varphi) = 0,99979 \quad [\log = 0,999909-1].$$

Der Quotient $\frac{\text{Dunstdruck}}{\text{Luftdruck}}$ hat zu Altstätten den Werth $\frac{5,98}{716} = 0,0084$

auf dem Säntis: $\frac{2,73}{558} = 0,0049$

Das Mittel aus beiden: 0,00665 mit 0,378 multiplicirt, ergibt den dritten Faktor:

$$\left(1 + 0,378 \frac{e}{p}\right) = 1,00251 \quad [\log = 0,001084].$$

Mit der mittleren Temperatur $\tau = 0,88^{\circ}$, und $\alpha = 0,00367$ findet man ferner:

$$(1 + \alpha\tau) = 1,00323 \quad [\log = 0,001401].$$

Endlich der konstante Faktor 18401,2 $[\log = 4,264846]$.

Das Resultat der Addition sämtlicher 6 Logarithmen ist:

$$\log h = 3,303680$$

$$\text{oder } h = 2012,2 \text{ Meter.}$$

Der oben erwähnten Publikation zufolge hat das Barometer auf dem Säntis die Seehöhe 2467 Meter,

dasjenige zu Altstätten 459 "

so dass die wirkliche Höhendifferenz $h = 2008$ "

beträgt, in ziemlich guter Uebereinstimmung mit dem soeben gewonnenen Resultate der Höhenformel.

Dieser Erfolg darf uns indessen nicht zu einem allzu günstigen Urtheil über die barometrische Höhenformel verleiten, denn in erster Linie wurde derselbe durch eine zweckmässige Auswahl der Beobachtungsdaten hervorgerufen. Für einen anderen Termin (1^h p. m.) ergaben sich nämlich in demselben Monate folgende Mittelwerthe:

Altstätten:

Barometer 715,72 mm; Temp. $11,98^{\circ}$; Relative Feuchtigk. 58,3%
Hieraus Dunstdruck 6,09 mm.

Säntis:

Barometer 557,93 mm; Temp. $-1,54^{\circ}$; Relat. Feuchtigk. 79,0%
Hieraus Dunstdruck 3,24 mm.

Nimmt man auf Grund dieser Zahlen die Berechnung noch einmal vor (was sehr einfach ist, indem die Korrekturen der Barometerstände, sowie die Faktoren $(1 + \beta z)$ und $(1 + 0,0026 \cos 2\varphi)$ unverändert bleiben), so ergibt sich:

$$\log h = 3,309096; \quad h = 2037,5 \text{ Meter,}$$

also ein Werth, welcher den zuerst gefundenen um nicht weniger als 23 Meter übertrifft.

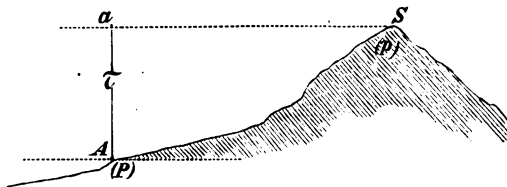
Um der Erklärung dieser höchst auffälligen Erscheinung näher zu treten, erscheint es zweckmässig, die Werthe der in Betracht kommenden Faktoren einander gegenüber zu stellen:

	$7^a + 9^p$	1^p
$\log P/p:$	0,10872	0,10834
$1 + 0,378 e/p:$	1,00251	1,00268
$1 + \alpha\tau:$	1,00323	1,01916.

Die für $1^h p. m.$ sich ergebende scheinbare Vergrösserung der Höhendifferenz ist also vor Allem der gesteigerten Temperatur zur Last zu legen, während sich der erste, das Verhältniss der Barometerstände darstellende Faktor im Gegentheil im Sinne einer Verringerung der Höhendifferenz geändert hat. Qualitativ stimmt ferner der Einfluss der Feuchtigkeit mit demjenigen der Temperatur überein, kommt aber quantitativ neben dem letzteren nicht in Betracht.

Es handelt sich also im Wesentlichen um die Wechselwirkung zwischen der Temperatur der Luft und der vertikalen Luftdruckvertheilung; da erstere um 1^p unbedingt höher ist als am Morgen und Abende, so befindet sich offenbar zwischen den Niveaux der beiden Stationen um die Mittagszeit ein geringeres Quantum Luft, als während der Nacht; folglich muss die Differenz der Barometerstände Mittags kleiner sein, und dasselbe gilt von dem Quotienten derselben, P/p . Vorstehende Zahlen bestätigen diese Schlussfolgerung, aber die wirklich erfolgende Verringerung der Differenz $P-p$ entspricht bei Weitem nicht der in der Nähe des Erdbodens gemessenen Steigerung der Temperatur!

Fig. 23.



Man berücksichtige nun, dass ja die beiden verglichenen Stationen A und S sehr weit davon entfernt sind, in einer Vertikalen übereinander zu liegen!

Der Elevationswinkel von S gegen A ist in der Natur gewöhnlich noch weit kleiner, als die Figur 23 ihn angiebt, und beträgt für das noch relativ günstig gelegene Stationen-Paar Altstätten-Säntis nicht ganz 6° .

Dass sich der Luftdruck in dem Punkte a in wesentlich anderer Weise ändern sollte, als in dem gleich hohen Punkte S , ist kaum anzunehmen; es müssten sonst beträchtliche Luftströmungen zwischen a und S zu Stande kommen.*) Viel wahrscheinlicher ist jedenfalls die zum Theil durch direkte Beobachtungen gestützte Annahme, dass die Lufttemperatur in a bei Weitem nicht in dem Grade steigt wie in S , weil die von der Sonnenstrahlung bewirkte Erwärmung der Luft hauptsächlich durch die Erdkruste vermittelt wird; ebenso darf man vermuthen, dass um die Mittagszeit aus demselben Grunde unmittelbar über A eine sehr schnelle Temperaturabnahme mit der Höhe stattfinden muss (§ 26). Die Mitteltemperatur τ der Luftsäule Aa , von welcher die Druckabnahme zwischen den Niveaux von A und S abhängt, wird also Mittags wesentlich niedriger sein, als das Mittel aus den beiden, in A und S beobachteten Lufttemperaturen.

Von der nicht unwahrscheinlichen, wenn auch keineswegs als selbstverständlich aufzufassenden Voraussetzung einer vollkommenen Ausgleichung des Luftdruckes in a und S ausgehend, betrachtet Rühlmann (dem wir die eingehendste Untersuchung der vorliegenden Frage verdanken) die barometrische Höhenformel als ein Mittel, die wahre Lufttemperatur**) der Luftsäule Aa zu bestimmen, indem er die Formel nach der gesuchten Temperatur τ auflöst. Dass dieses Verfahren vollkommen korrekt sei, ist mit Rücksicht auf die im Vorstehenden angedeuteten Bedenken kaum als erwiesen zu betrachten; nichtsdestoweniger illustriert Rühlmanns interessanter Versuch in vortrefflicher Weise die Bedeutung der barometrischen Höhenmessung auch für die Meteorologie.

Im Interesse der Praxis citiren wir hier noch nach Rühlmann die günstigsten Zeiten für die Anstellung barometrischer Höhenmessungen:

Im Dezember: 1 ^p	Im Juni: 6 ^a und 9 ^p
„ Januar: 12 ^a Mittag	„ Juli: 6 ^a und 9 ^p
„ Februar: 10 ^a und 4 ^p	„ August: 7 ^a und 8 ^p
„ März: 8 ^a und 6 ^p	„ September: 8 ^a und 6 ^p
„ April: 7 ^a und 7 ^p	„ Oktober: 10 ^a und 4 ^p
„ Mai: 7 ^a und 7 ^p	„ Novemb.: 11 ^a und 2 ^p

*) Man vergl. indessen die weiter unten folgenden Erörterungen über Gebirgswinde und die tägliche Periode des Luftdrucks.

**) Rühlmanns Auffassung scheint freilich von der oben vertretenen insofern abzuweichen, als er meint, dass in A und S die Thermometer durch Strahlung vom Erdboden zu Angaben veranlasst werden, welche

„Die Jahresmittel der meteorologischen Beobachtungen geben Höhen, welche von den wahren Werthen sich immer nur wenig entfernen.“ Anders ist es mit den Monatsmitteln, indem die warmen Monate zu grosse, die kalten zu niedrige Werthe liefern, so dass die nach der barometrischen Höhenformel berechneten Höhendifferenzen nicht nur eine tägliche, sondern auch eine jährliche Periode aufzuweisen haben; letztere ist indessen wesentlich kleiner, als erstere, indem z. B. für die Stationen Genf—St. Bernhard die Abweichung von der gemessenen Höhe (2070 Meter) zwischen —14 Meter im Januar und +9 Meter im Juli variirt; dahingegen im heissesten Sommermonate zwischen —11 Meter um 4^a und +30 Meter um 12^h Mittags.

24. Näherungsformeln für die vertikale Abnahme des Luftdrucks. Schon aus den Betrachtungen des vorigen Paragraphen ging hervor, dass die Bestimmungen der Temperatur (und Feuchtigkeit) an einer meteorologischen Station noch keinen sicheren Schluss auf die Werthe dieser Elemente in grösserer vertikaler Entfernung vom Beobachtungsorte gestatten; die Anwendung der strengen barometrischen Formel würde deshalb sehr oft eine überflüssige Genauigkeit involviren, weshalb man sich vielfach bemüht hat, der Formel eine einfachere Gestalt zu geben.

Beispielsweise ist bekannt, dass durchschnittlich der Wasserdampfgehalt der atmosphärischen Luft mit der Temperatur zunimmt; setzt man deshalb in erster Annäherung den Dunstdruck, oder richtiger das Verhältniss e/p , der Temperaturzunahme proportional ($\frac{3}{8} e/p = a + \gamma\tau$), so kann der Faktor $(1 + \frac{3}{8} e/p)$ mit demjenigen für die Temperatur verschmolzen werden:

$$\begin{aligned} (1 + \alpha\tau) (1 + \frac{3}{8} e/p) &= (1 + \alpha\tau) (1 + a + \gamma\tau) \\ &= 1 + a + (\alpha + \gamma)\tau + \alpha\alpha\tau + \alpha\gamma\tau^2, \end{aligned}$$

indem man jetzt noch die 2 letzten Glieder, welche die Produkte je zweier sehr kleiner Brüche enthalten, vernachlässigt. Die numerischen Werthe der Konstanten a und γ haben mehrere Physiker

Mittags grösser sind als die gleichzeitigen Lufttemperaturen in A und S . Allerdings ist die vollkommen korrekte Bestimmung der Lufttemperatur durch Beschränkung der Thermometer, ohne Hemmung der Luftcirkulation ein ziemlich schwieriges Problem; es stände aber schlimm um die physikalische Bedeutung unserer meteorologischen Beobachtungen, wenn die Differenzen so gross wären, wie Rühlmann anzunehmen geneigt ist.

und Meteorologen empirisch zu bestimmen unternommen; Bruhns*) entscheidet sich für die folgenden Mittelwerthe aus diesen Bestimmungen:

$$a = 0,00170; \quad \gamma = 0,00024,$$

durch deren Einführung die Gl. 14 bei gänzlicher Vernachlässigung des letzten Faktors, folgende Gestalt gewinnt:

$$16) \quad h = 18432 (1 + 0,00390 \tau) (1 + 0,0026 \cos 2 \varphi) \log \frac{P}{p}$$

(Die Konstante 18432 ist das Produkt aus 18401 und 1,00170; ferner ist $0,00390 = \frac{\alpha + \gamma}{1 + a}$).

Diese Bruhns'sche Formel hat Köppen noch dadurch vereinfacht, dass er den Einfluss der Schwerenänderung mit der geographischen Breite als proportional dem Abstände von 45° Breite betrachtete und den betreffenden Faktor ebenfalls mit dem Temperaturfaktor vereinigte; der Einfluss der Breite tritt hier auf als eine Korrektion, um welche die Mitteltemperatur der Luftsäule zu verändern ist. Der Hauptwerth dieser Auffassung liegt darin, dass der Einfluss anderer Elemente mit demjenigen des wichtigsten (der Temperatur) unmittelbar verglichen wird, so dass man sogleich zu beurtheilen vermag, ob eine Vernachlässigung wesentlich oder unwesentlich ist. — Köppen's Formel lautet demnach:**)

*) Prof. Dr. C. Bruhns: Berichte über die Fragen 8, 15, 33 und 35 des Programms für den Meteorologen-Kongress in Rom 1879. — Auch die Laplace'sche Höhenformel berücksichtigt den Einfluss der Feuchtigkeit in der oben besprochenen Weise, indem in derselben α durch 0,004 ersetzt wurde.

**) Dr. W. Köppen: Bemerkungen über die vertikale Vertheilung des Luftdrucks; Oest. Z. f. M. XVII, p. 85. Der Unterschied in den Konstanten: 18432 anstatt 18460, und 72 statt 71,9 rührt daher, dass sich Köppens Formel nicht auf reine Luftdruckwerthe, sondern auf die Barometerstände bezieht, welche noch durch Schwerkraftabnahme im gebirgigen Terrain beeinflusst sind. Berechnet man z. B. die Höhendifferenz Säntis—Altstätten aus den Beobachtungen um 7^a und 9^p (vergl. pag. 72), so findet man nach unserer Modifikation der Köppen'schen Formel [Gl. 17)] $h = 2011,2$ Meter, wenn zur Reduktion für den Säntis der Koefficient β der vertikalen Schwerenabnahme in 5) zu 0,00000022 angenommen wird; dahingegen $h = 2010,7$ Meter, wenn man $\beta = 0,000000196$ setzt. Dr. Köppen's ursprüngliche Formel ergiebt $h = 2010,4$ Meter, also eine fast vollkommene Uebereinstimmung mit dem Resultate der letzten Annahme, welche auch der Rühlmann'schen und Köppen'schen Formel zu Grunde liegt. — Wären die Barometerstände 716,19 und 557,81 in der freien Atmosphäre beobachtet worden, so hätte man wegen der vertikalen Schwerenabnahme (unter Anwendung des Koeff. $\beta = 0,000000314$) ersteren um $-0,11$, letzteren um $-0,43$ mm zu korrigiren; alsdann ergiebt unsere Modifikation der Köppen'schen Formel die Höhendifferenz $h = 2012,3$ M., also 2 Meter mehr, als die gebräuchliche Höhenformel, welche die Erstreckung der Erdmasse bis zu den betreffenden Punkten zur Voraussetzung hat.

$$17) \quad h = \left\{ 18432 + 71,9 \left(\tau + \frac{45^\circ - \varphi}{52} \right) \right\} \log \frac{P}{p}.$$

Bei Anwendung derselben hat man zu beachten, dass sie unmittelbar nur zwischen 10° und 80° Breite hinreichend genau ist; für 5° Breite ist die Temperatur τ noch um $0,1^\circ$, am Aequator um $0,2^\circ$ zu erniedrigen.

Ferner darf die Mitteltemperatur τ über die Grenzen 20° und 0° nicht hinausgehen; unterhalb des Gefrierpunktes müsste der Temperaturfaktor verkleinert werden, indem man 72 etwa durch 69 ersetzt.

Tafeln zur Erleichterung der Rechnung nach Köppen's Höhen- oder Reduktionsformel werden demnächst im Drucke erscheinen.

Für geringere Höhendifferenzen ist es gestattet, die logarithmische Rechnung ganz zu vermeiden, indem man sich der Babinet'schen Höhenformel bedient, welche in folgender Weise abzuleiten ist: Für das Verhältniss der Luftdruckwerthe unten und oben kann man successive setzen:

$$\frac{P}{p} = \frac{2P}{2p} = \frac{2P + p - p}{2p + P - P} = \frac{P + p + P - p}{P + p - (P - p)} = \frac{1 + \frac{P-p}{P+p}}{1 - \frac{P-p}{P+p}}$$

Demnach ist:

$$\log \frac{P}{p} = \text{Mod. Log } \frac{P}{p} = \text{Mod.} \left[\text{Log} \left(1 + \frac{P-p}{P+p} \right) - \text{Log} \left(1 - \frac{P-p}{P+p} \right) \right].$$

Allgemein ergibt sich aber aus der bekannten Reihe:

$$\text{Log} (1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} - \frac{x^4}{4} +$$

$$\text{die folgende: } \text{Log} (1+x) - \text{Log} (1-x) = 2 \left(x + \frac{x^3}{3} + \frac{x^5}{5} + \dots \right)$$

$$= 2x, \text{ wenn man sich}$$

(bei sehr kleinem Werthe von x) auf das erste Glied der Reihe beschränkt. Hiervon Gebrauch machend, erhält man folgenden Näherungswerth:

$$18) \quad \log \frac{P}{p} = 2 \text{ Mod. } \frac{P-p}{P+p},$$

welcher in irgend eine der obigen Höhenformeln eingeführt werden kann. Beispielsweise geht hierdurch die Bruhns'sche Formel 16) in die folgende über:

$$19) \quad h = 16002 (1 + 0,00390 \tau) \frac{P-p}{P+p} (1 + 0,0026 \cos 2 \varphi),$$

welche mit Babinet's Formel fast vollkommen identisch ist; Babinet hat nur den letzten, die Schwerenänderung mit der Breite berücksichtigenden Faktor noch fortgelassen, und setzt in Uebereinstimmung mit Laplace als Temperaturkoeffizient 0,004 statt 0,0039.

Um ein Urtheil über die Genauigkeit der Substitution 18) zu gewinnen, setzen wir zunächst: $P/p = 1,05$ und erhalten aus 16) für $\tau = 0$ den Werth $h = 390,6$ Meter, während Gleichung 19) 390,3 ergibt. Setzt man $P/p = 1,10$, so sind die entsprechenden Werthe: 763,0 und 762,0; der Fehler der Babinet'schen Substitution erreicht also erst bei einer Höhendifferenz von etwa 760 Metern den Betrag von 1 Meter.

Zum Schlusse sei noch darauf hingewiesen, dass im Jahre 1880 (bei Vieweg & Sohn) „Graphische Barometertafeln zur Bestimmung von Höhenunterschieden durch eine blosse Subtraktion“ (nach Dr. Chr. A. Vogler entworfen von H. Feld) erschienen sind. Die Konstruktion dieser Tafeln beruht auf folgender Ueberlegung.

Wenn man in der barometrischen Höhenformel 14) diejenigen Faktoren, welche auf die Schwerenänderung mit der Höhe und Breite, und auf die Feuchtigkeit sich beziehen, sowie den Luftdruck P im Meeresniveau als konstant betrachtet, so repräsentirt die Höhenformel eine Relation zwischen den 3 Variablen h , p und τ ; eine von ihnen (z. B. τ) ist alsdann eine Funktion der beiden unabhängigen Variablen (h und p). Trägt man also in einem rechtwinkligen Koordinatensystem h und p in irgend welchem passend erscheinenden Maassstabe auf, so wird jeder Punkt der Ebene eine bestimmte Temperatur τ bedeuten, und durch die Verbindung aller gleichwerthigen Punkte ergibt sich ein drittes System von Kurven (welche man Isothermen nennen könnte). Begreiflicherweise ist es nun sehr leicht, für irgend ein beliebig gegebenes (resp. durch Messung bestimmtes) p und τ den zugehörigen Werth h (die „rohe Seehöhe“) aufzusuchen. Aus 2 rohen Seehöhen ergibt sich durch Subtraktion die gesuchte Höhendifferenz.

Nach dem Zeugnisse bewährter Fachmänner liefert diese graphische Methode bei grosser Einfachheit durchaus befriedigende Resultate.

25. Reduktion gleichzeitiger Luftdruckmessungen auf gleiches Niveau. Für die Theorie und Praxis der Meteorologie ist die Kenntniss der Luftdruckvertheilung innerhalb irgend einer Niveaufläche von der grössten Bedeutung. Da es nun schlechterdings unmöglich ist, alle Luftdruckbestimmungen innerhalb dieser

Niveaufläche selbst auszuführen, so sieht man sich gezwungen, mit Hülfe des bekannten Vertikal-Abstandes h des Barometers von dieser Fläche den gesuchten Luftdruck durch Rechnung zu ermitteln. Zu diesem Zwecke hat man offenbar die Höhenformel 14) nur nach $\log P$ oder nach $\log p$ aufzulösen, je nachdem das betreffende Niveau tiefer oder höher liegt, als das Barometer; das letztere voraussetzend, erhalten wir:

$$20) \quad \log p = \log P - \frac{h}{18401 (1+\alpha r) \left(1+0,378 \frac{e}{p}\right) (1+0,0026 \cos 2\varphi) (1+\beta z)}$$

Zunächst sind indessen die hier in Betracht kommenden Begriffe noch näher ins Auge zu fassen.

Eine Niveaufläche ist zu definiren als eine stetige (von Ecken und Kanten vollkommen freie) Fläche, welche überall die Richtung der Schwerkraft senkrecht schneidet. Innerhalb einer Niveaufläche ist nicht etwa die Schwerkraftbeschleunigung konstant, wohl aber die sogenannte Kräftefunktion der Schwerkraft.*) Die Oberfläche der Ozeane würde eine Niveaufläche repräsentiren, wenn das Meerwasser in Bezug auf den festen Erdkörper in vollkommener Ruhe verharrte, und überdies der auf die freie Wasseroberfläche wirkende Luftdruck überall derselbe wäre. Wenn man das mittlere Meeresniveau, trotz der mannigfaltigen Abweichungen von diesem Zustande, nothgedrungen gewöhnlich als eine Niveaufläche behandelt, so darf man nicht vergessen, dass es sich hierbei nur um eine Annäherung handelt; um wenigstens im Ausdrucke korrekt zu sein, wollen wir den vorher definirten idealen Meeresspiegel vom mittleren unterscheiden, und ebenso die ideale Seehöhe von der Seehöhe im gewöhnlichen Sinne des Wortes.

Ausser der idealen Meeresoberfläche giebt es noch unendlich viele Niveauflächen, welche theils näher, theils entfernter vom Erdmittelpunkte verlaufen. Denkt man sich im Innern des Erdkörpers etwa 10 Niveauflächen in nahezu gleichen Intervallen,

*) Wenn V das Potential der Newton'schen Anziehung auf einen Punkt von der Einheit der Masse, r den Abstand des Punktes von der Erdaxe, ω die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation bezeichnet, so lautet die Kräftefunktion

$$W = V + \frac{r^2 \omega^2}{2},$$

und $W = \text{const.}$ ist die Gleichung einer Niveaufläche; die Differentiation von W nach irgend einer Richtung giebt die Komponente der Schwerkraftbeschleunigung in dieser Richtung; die Differentiation nach der Normalen der Fläche also die ganze Beschleunigung g .

so ist klar, dass die Abstände je zweier benachbarter Niveauflächen an den Polen kleiner sein müssen, als am Aequator; dasselbe gilt offenbar von den Niveauflächen ausserhalb des idealen Meeresspiegels, und zwar ist stets der Abstand zweier benachbarter Niveauflächen der entsprechenden Schwerkraftbeschleunigung umgekehrt proportional.*) Hat also irgend eine Niveaufläche in 45° Breite die ideale Seehöhe N_{45} , so wird für irgend eine andere Breite die ideale Seehöhe N dieser Fläche durch die Gleichung

$$21) \quad N = N_{45} (1 + 0,0026 \cos 2 \varphi)$$

gegeben sein. Beispielsweise ist hiernach die Niveaufläche für 1000 Meter ($N_{45} = 1000$) am Aequator um $1000 + 2,6$, am Pole um $1000 - 2,6$ Meter von dem idealen Seespiegel entfernt, und für die extremen Punkte Europas beträgt die Differenz der Abstände noch nahezu 3 Meter. Bei sorgfältigen Untersuchungen wird dieser Umstand in Rechnung zu ziehen sein, indem man in der Reduktionsformel 20) bei Reduktion des in z Meter Seehöhe bestimmten Luftdrucks auf den höher gelegenen Punkt von N Meter Seehöhe (welcher der Niveaufläche für N_{45} Meter angehört) für h die Differenz $N - z$ zu setzen hat, auf welche alsdann die Substitution 21) in Anwendung zu bringen ist:

$$h = N - z = N_{45} (1 + 0,0026 \cos 2 \varphi) - z;$$

oder annäherungsweise:

$$h = (N_{45} - z [1 - 0,0026 \cos 2 \varphi]) (1 + 0,0026 \cos 2 \varphi).$$

Hierdurch erhält man für die Reduktion einer Luftdruckbestimmung in der Seehöhe z auf die Niveaufläche N_{45} die folgende Formel:

$$22) \quad \log p = \log P - \frac{N_{45} - z (1 - 0,0026 \cos 2 \varphi)}{18401 (1 + \alpha z) (1 + 0,378 e/p) (1 + \beta z)}$$

Zur weiteren Vereinfachung könnte man noch einführen:

*) Folgt daraus, dass die Kräftefunktion bei Differentiation nach irgend einer Richtung die in diese Richtung fallende, aber entgegengesetzt wirkende Komponente der Schwerkraftbeschleunigung ergibt, also z. B. für die Richtung n der Normalen zur Niveaufläche:

$$- \frac{dW}{dn} = g, \text{ oder } dn = -gdW.$$

Zwei benachbarte Niveauflächen sind solche, welche sich überall um denselben Betrag dW unterscheiden; deren Abstand ist also dem g proportional. Hiernach nähert sich die Form der Niveauflächen in grösser Entfernung von der Erde nicht etwa einer Kugeloberfläche, sondern im Gegenteil: Die Abweichung der Erdoberfläche von der Kugel vergrössert sich in demselben Sinne mehr und mehr; — Ersteres würde der Fall sein, wenn nur die Massenanziehung in Betracht gezogen wäre.

$$23) \quad z(1 - 0,0026 \cos 2 \varphi) = z_{45},$$

indem z_{45} die Konstante (d. h. die ideale Seehöhe in 45° Breite) derjenigen Niveaufläche darstellt, in welcher das betreffende Barometer gelegen ist; man könnte z_{45} als die auf 45° Breite reducirte Seehöhe des Barometers bezeichnen. Sobald man mit dieser Seehöhe rechnet, ist die Breitenkorrektur aus der Reduktionsformel überhaupt gänzlich verschwunden.

Eine ganz entsprechende Modifikation kann natürlich auch mit der Bruhns'schen Formel 16) vorgenommen werden; ebenso würde sich ferner Köppen's Gleichung 17) vereinfachen zu der folgenden Reduktionsformel:

$$24) \quad \log p = \log P - \frac{N_{45} - z_{45}}{18432 + 72 \tau}.$$

Der eigentliche Grund dieser Vereinfachungen besteht darin, dass sich die Niveauflächen mit wachsender Breite einander in demselben Grade nähern, in welchem das Gewicht ein und derselben Luftmasse zunimmt. Betrüge beispielsweise der Luftdruck auf der ganzen Erdoberfläche 10333 Kilogr. pro Quadratmeter, und wäre auch die Temperatur (und Feuchtigkeit) überall in der ganzen Atmosphäre die gleiche, so würde am Pole eine Luftschicht von 997,4 Metern Höhe genau denselben Druck auf die Unterlage ausüben, wie am Aequator eine Schicht von 1002,6 Metern Höhe; somit würde auch in derjenigen Niveaufläche, welche in 45° Breite 1000 Meter über dem Meeresniveau liegt, der Luftdruck überall derselbe sein; die Niveauflächen würden alsdann mit den isobarischen Flächen zusammenfallen.

Die wesentlichste Schwierigkeit bei der Reduktion von Luftdruckbestimmungen auf ein anderes Niveau liegt in der Ermittlung der in die Formel einzuführenden Mitteltemperatur τ . Handelt es sich — wie von uns bisher stillschweigend vorausgesetzt wurde — um die Reduktion auf ein höheres Niveau, so bieten die zahlreichen Untersuchungen über die durchschnittliche Temperaturabnahme mit der Höhe einige vage Anhaltspunkte dar, um wenigstens zu einem realen Resultate gelangen zu können; das Problem wird indessen gänzlich hypothetisch, wenn man die Beobachtungen der kontinentalen Stationen — dem allgemeinen Gebrauche entsprechend — auf das Meeresniveau reducirt. Hierbei wird von manchen meteorol. Instituten eine durchschnittliche Temperaturzunahme bis zum Meeresniveau im Betrage von $0,5^\circ$ pro 100 Meter

zu Grunde gelegt; andere halten es für richtiger, die an der Station beobachtete Temperatur als Mitteltemperatur τ der Luftsäule in die Höhenformel einzuführen — eine Annahme, welche für den Winter wohl kleinere Fehler, als die andere, bedingt.

Wie wenig aber die Reduktion auf das Meeresniveau in beiden Fällen dem Endzwecke: vergleichbare Luftdruckwerthe und Hilfsmittel zur Beurtheilung der Luftbewegung zu gewinnen — entspricht, wird besonders deutlich aus einem drastischen Beispiele hervorgehen.

Im Dezember 1879 wurden folgende Monatsmittel beobachtet:
 Zu Klagenfurt in 439 Met. Seehöhe: Barom. 730,9 mm, Temp. $-14,2^{\circ}$
 zu Triest in 24 „ „ „ 768,7 „ „ $1,3^{\circ}$
 Wir reduciren zunächst den Luftdruck in Triest auf das Niveau von Klagenfurt unter der sehr wahrscheinlichen Annahme, dass die Mitteltemperatur τ der Luftsäule über Triest $1,3^{\circ}$ betragen habe; in Gleichung 24) ist zu setzen $N_{45}=439$, $z_{45}=24$, $P=768,7$; es ergibt sich: $p=730,1$ mm, während in derselben Seehöhe zu Klagenfurt 730,9 mm beobachtet wurden.

Jetzt reduciren wir — nach Köppen's Formel 17) unter Annahme des Temperaturfaktors 69 für 71,9 — den Barometerstand von Klagenfurt auf das Meeresniveau; bei Einführung von $\tau=-14,2$ ergibt sich ein Luftdruck von 774,5 mm; — dahingegen resultirt für Triest im Meeresniveau ein Luftdruck von 771,0 mm, so dass hiernach die barometrische Differenz zwischen Klagenfurt und Triest nicht weniger als 3,5 mm betragen würde! Im Niveau von Klagenfurt ergab sich vorher die durchaus wahrscheinliche Differenz von 0,8 mm! Offenbar hat die für das Meeresniveau erhaltene Zahl absolut keine physikalische Bedeutung. Wäre ein solcher Unterschied des Druckes wirklich vorhanden gewesen, so hätten zwischen beiden Stationen den ganzen Monat hindurch die heftigsten Oststürme toben müssen; in Wirklichkeit zeichnete sich aber dieser Monat durch grosse Ruhe der Atmosphäre aus.

Die Ursache dieses sinnlosen Resultates liegt in dem lokalen Charakter der Lufttemperatur, indem Klagenfurt (oder vielmehr das ganze Land Kärnten) von Gebirgszügen umgeben ist, welche nahe genug aneinander rücken, um bei gewissen Witterungsverhältnissen den Luftaustausch mit der freien, anders temperirten Atmosphäre so gut wie vollkommen zu unterdrücken, ohne aber der Uebertragung des Luftdruckes wesentlich hinderlich zu sein, denn diese wird durch die engsten Pässe und Flussthäler sich vollziehen.

Mit Rücksicht auf die vielen Küstenstationen und schwimmenden Observatorien, welche an der Lieferung des Materiales für die Konstruktion von Luftdruckkarten betheilig sind, wird man trotz der hervorgehobenen schweren Mängel der Reduktion auf das Meeresniveau doch wohl an dieser Methode festhalten müssen; auf das Dringendste ist indessen zu empfehlen, dass hierbei sämtliche Stationen ausgeschlossen werden, deren Seehöhe mehr als 300 Meter beträgt;*) diese Forderung wird zur unabweisbaren Nothwendigkeit, wenn solche Stationen am Grunde eines Thalbeckens gelegen sind.

Mit der Reduktion der Beobachtungen von Gebirgsstationen auf ein hochgelegenes Niveau (2000 Meter) hat jetzt das Bulletin der Oesterreichischen Centralanstalt für Meteorologie und Erdmagnetismus in erfreulicher Weise den Anfang gemacht; indessen beschränkt man sich dabei auf die wenigen Stationen, welche höher gelegen sind als 2000 Meter. Für das Studium der Meteorologie des Alpengebietes wäre es offenbar am Richtigsten, sämtliche innerhalb desselben ausgeführten Luftdruckbeobachtungen auf ein bestimmtes Niveau (von etwa 2000 oder 2500 Metern) zu reduciren.

26. Vertikale Vertheilung der Temperatur (Erfahrungsergebnisse). In § 23 wurde bereits erkannt, dass die Beobachtungen an Gebirgsstationen über die vertikale Temperaturänderung in der freien Atmosphäre keine sichere Auskunft zu geben vermögen; nichtsdestoweniger erscheint es an sich interessant, die Gesetze kennen zu lernen, welche sich aus dem nunmehr reichlich vorhandenen Beobachtungsmateriale unserer Gebirgsländer ergeben haben. Für die Schweiz wurde eine derartige Untersuchung bereits im Jahre 1870 von Hirsch und Hann gleichzeitig nach verschiedenen Methoden durchgeführt; Hann dehnte seine Rechnungen auch noch auf einige deutsche Gebirge aus und fasste die Resultate in der folgenden Tabelle zusammen:**)

*) Beschluss des Wiener Meteorologen-Kongresses, im Jahre 1873.

**) Oesterr. Z. f. Met. VI, pag. 316. — Die folgenden Resultate neuerer Untersuchungen sind dem grossen Werke von Dir. H. Wild: „Die Temperaturverhältnisse des russischen Reiches“, entnommen.

	Dez.	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Jahr
Schafberg	0,30	0,22	0,33	0,54	0,59	0,60	0,60	0,56	0,54	0,51	0,36	0,28	0,455
Kaukasus	0,25	0,36	0,43	0,48	0,56	0,58	0,61	0,59	0,60	0,53	0,46	0,21	0,470
Ceylon	0,57	0,58	0,58	0,57	0,57	0,59	0,61	0,62	0,62	0,60	0,59	0,58	0,590
Hongkong	0,53	0,54	0,56	0,63	0,76	0,90	0,99	0,97	0,86	0,72	0,61	0,55	0,720

Temperaturabnahme mit der Höhe für je 100 Meter.

Dez.	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Jahr
Mittel für die ganze Schweiz, nach Hirsch												
0,30	0,30	0,53	0,67	0,62	0,71	0,75	0,70	0,66	0,57	0,59	0,52	0,576
Südliche Schweiz, 46° N. Br.												
0,44	0,45	0,53	0,62	0,64	0,66	0,67	0,67	0,64	0,60	0,56	0,51	0,583
Nördliche Schweiz, 47° N. Br.												
0,26	0,28	0,48	0,61	0,66	0,67	0,61	0,64	0,57	0,53	0,47	0,40	0,515
Rauhe Alb 48,4° N. Br.												
0,15	0,21	0,41	0,52	0,53	0,54	0,59	0,57	0,48	0,43	0,37	0,47	0,438
Erzgebirge 50,6° N. Br.												
0,56	0,37	0,47	0,63	0,69	0,70	0,66	0,68	0,68	0,61	0,51	0,55	0,592
Harz 51,8° N. Br.												
0,41	0,33	0,55	0,66	0,68	0,67	0,71	0,71	0,67	0,58	0,52	0,43	0,576
Jährlicher Gang in Abweichungen vom Jahresmittel:												
-0,18	-0,16	-0,08	+0,04	+0,11	+0,13	+0,11	+0,09	+0,07	+0,03	-0,03	-0,12	0,547

Die letzte Zeile, welche durch Anwendung der Bessel'schen Formel auf sämmtliche, von Hann berechnete Mittelwerthe gewonnen wurde, bestätigt, was bereits aus den Zahlen jeder einzelnen Gruppe deutlich hervortritt: dass der Betrag der Wärmeabnahme im Winter erheblich kleiner ist als im Sommer; als bemerkenswerth muss indessen hervorgehoben werden, dass das Maximum sich bereits im Frñhsommer (Mai und Juni) einstellt. „Die Kurve des jährlichen Wärmeganges steigt in den Frñhlingsmonaten rasch an in den Niederungen, nicht so in der Höhe, wo sich im Gegentheil eine Neigung zeigt, das Maximum der Winterkälte gegen das Ende des Winters zu verschieben.“ — Die Thatsache jener Jahresperiode der vertikalen Temperaturabnahme kann auch dahin ausgesprochen werden, dass der Wärmeunterschied der extremen Monate mit der Höhe abnimmt: Das Klima wird limitirter und nähert sich dem Seeklima. In einer gewissen, allerdings ziemlich beträchtlichen, Höhe wird die Temperatur der Atmosphäre jahraus jahrein dieselbe sein.

An demselben Beobachtungsmateriale wurde nun auch von beiden Autoren mit Sorgfalt die Frage nach einer Aenderung der Wärmeabnahme mit der Seehöhe geprüft: es ergab sich, dass die Temperaturabnahme mit der Höhe in Gebirgsländern eine gleichförmige ist, und Abweichungen davon auf Lokaleinflüssen beruhen.

Anders verhält es sich aber in der freien Atmosphäre. Von der „British Association for the advancement of Science“ wurden in den Jahren 1862—1865 eine Anzahl Luftballon-Fahrten für

wissenschaftliche Beobachtungen veranlasst; James Glaisher leitete dieselben und erzielte bezüglich der vertikalen Temperaturabnahme das folgende Hauptresultat:

Höhe in Tausenden von engl. Fuss	Durchschn. Höhe in Metern:	$\Delta\tau$ = Temperaturabnahme für je 100 Meter	
		im Sommer:	im Frühling und Herbst:
0—3	492	0,88	0,71
3—6	1475	0,60	0,50
6—9	2459	0,49	0,43
9—12	3442	0,42	0,43
12—15	4426	0,37	0,44
15—18	5410	0,36	0,34
18—22	6557	0,21	0,18
22—29	8360	0,17	

Die Temperatur nimmt also in den unteren Schichten sehr rasch ab, und eine Gleichförmigkeit der Temperaturänderung, wie in den Gebirgen, wird selbst in den grössten Höhen nicht erreicht. Für die ersten 500 Fuss ergaben 15 Fahrten (davon keine im Winter) bei trübem Wetter eine Temperaturabnahme von $0,95^{\circ}$ und bei heiterem eine solche von $1,05^{\circ}$ auf je 100 Meter. Glaisher's Beobachtungen hat Hann in folgende Formeln zusammenzufassen gesucht:

$$25) \quad \tau = T - 0,0076413 h + 0,0000004314 h^2 \text{ (im Sommer)}$$

$$\tau = T - 0,0062218 h + 0,0000002737 h^2 \text{ (Frühl. u. Herbst)}$$

(T bedeutet die Temperatur am Grunde des Luftmeeres, τ diejenige in einer Höhe von h Metern über der Erdoberfläche). Diese Formeln sollen dazu dienen, die wahrscheinliche Temperatur in grösseren Höhen aus derjenigen an der Erdoberfläche zu berechnen; für die unteren Schichten vermögen dieselben die vertikale Temperaturabnahme nicht richtig darzustellen, denn für letztere ($\Delta\tau$, auf 100 Meter bezogen) ergeben sich aus ihnen (durch Differentiation nach h) folgende Ausdrücke:

für den Sommer: $\Delta\tau = 100 (-0,0076413 + 0,0000008628 h)$
für Frühl. u. Herbst: $\Delta\tau = 100 (-0,0062218 + 0,0000005474 h)$;
Hiernach würde der grösste Werth von $\Delta\tau$, unmittelbar an der Erdoberfläche, nur $0,76^{\circ}$ betragen, während vorstehende Tabelle selbst als Mittelwerth für die ersten 3000 Fuss noch $0,88^{\circ}$ ergiebt.

*) Man vergl. ausserdem die Tabelle pag. 87, welche die Originalbeobachtungen von denjenigen Fahrten wiedergiebt, auf denen Höhen von mehr als 10000 engl. Fuss erreicht wurden. Diese Daten sind den Reports of the Brit. Assoc. für 1862—1865 entnommen.

Temperaturbeobachtungen auf James Glaisher's Ballonfahrten.

(100theilige Skala; Höhe in Tausenden engl. Fuss, also 1 = 304,79 Meter.)

Höhe in Tausenden engl. Fuss:	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25
1864 2 ^p 8 ^m —3 ^p 25 ^m auf	5.3	3.9	6.6	7.1	8.4	2.4	0.4	-0.7	-2.2	4.7	-7.3	-9.9														
12. Jan. 3 ^p 36—4 ^p 3 ab	5.4	3.9	2.7	0.6	-1.1	-1.7	-3.9	-5.1	-6.7	-8.6	-10.2															
1863 4 ^p 10—5 ^p 27 auf (11.1)	8.4	6.7	4.2	3.4	2.2	2.1	0.6	-0.7	-2.2	-3.2	-5.6	-7.8	-7.3	-8.9	-9.8	-11.1	-12.3	-11.8	-14.2	-16.1	-16.7	-16.9	-17.2	-17.2		
31. März 5 ^p 27—6 ^p 30 ab	5.6	0.8	-1.1	-1.6	-2.2	-3.4	-4.1	-5.1	-6.1	-7.1	-7.9	-9.1	-10.3	-11.1	-12.0	-13.9	-14.7	-16.3	-16.6	-16.7	-16.8	-17.0	-17.2	-17.2		
1863 1 ^p 14—2 ^p 30 auf (17.3)	15.3	13.7	11.3	8.8	7.2	5.0	2.0	0.3	0.1	0.0	-0.1	-4.4	-5.0	-6.1	-6.7	-7.6	-11.1	-11.1	-11.1	-11.1	-11.1	-10.0	-10.6	-10.9		
18. April 2 ^p 30—2 ^p 44 ab											-8.6	-6.7	-7.8	-8.3	-8.7	-8.6	-9.3	-9.7	-9.8	-10.0	-10.3	-10.4	-10.6	-10.8		
1863 1 ^p 3—1 ^p 55 auf (20.0)	18.2	15.9	13.2	11.1	9.8	6.1	4.7	2.8	2.2	1.0	-0.6	-0.8	-0.8	-0.7	-0.8	0.0	1.4	0.8	4.4	4.4	6.5	5.8	5.6	7.5		
26. Juni 1 ^p 55—2 ^p 28 ab	19.3	15.9	12.6	9.3	7.0	5.3	3.3	2.7	1.6	1.1	0.7	0.6	0.8	0.6	0.6	0.6	0.0	-0.8	-1.6	-1.7	-3.8	-3.3	-6.9	-7.4		
1862 1 ^p 2—1 ^p 22 auf	21.6	17.2	14.2	11.6	9.9	9.2	8.4	7.8	7.3	6.7	5.4	4.0														
18. Aug. 1 ^p 22—1 ^p 48 ab				13.3	12.3	11.5	11.9	12.2	10.0	8.1	6.9	5.1														
1 ^p 48—2 ^p 59 auf				13.3	12.3	11.1	12.6	11.6	10.6	10.4	9.7	7.2	4.7	3.1	0.8	-0.7	-1.8	-2.7	-0.6	-3.5	-4.1	-4.2	-4.3	-4.4		
3 ^p —4 ^p 6 ab	20.6	18.2	16.1	14.0	11.8	13.3	12.1	10.6	10.0	9.0	7.8	4.4	3.6	1.1	0.1	-0.6	-1.1	-1.6	-2.2	-2.8	-3.3	-3.5	-4.2	-4.4		
1862 4 ^a 30—5 ^a 51 auf	16.3	14.4	13.5	10.6	8.4	6.4	4.4	5.1	3.0	1.3	-0.1	-1.7	-3.2	-4.4	-5.3											
21. Aug. 5 ^a 52—7 ^a 10 ab	16.7	14.4	12.3	10.1	8.3	6.4	4.7	3.1	6.1	3.9	2.0	0.1	-1.5	-3.3	-4.6											
1864 4 ^p 6—4 ^p 50 auf	22.5	21.7	20.0	17.1	14.2	12.4	11.9	10.6	8.9	5.9	5.0	4.0	1.7	0.6	1.6	0.6										
29. Aug. ab	20.6	18.6	16.6	14.7	11.7	9.4	8.3	6.8	5.1	3.1	1.0	-0.4	-0.1	-0.7	-1.7	0.6										
1862 1 ^p 3—1 ^p 53 auf	16.7	14.2	11.7	9.4	7.1	4.9	2.8	1.1	3.6	1.7	0.1	-1.2	-2.8	-4.2	-5.6	-6.9	-8.1	-8.4	-9.2	-9.4	-12.2	-13.8	-15.2	-16.6	-17.8	-18.7
5. Sept. 2 ^p 7—3 ^p 6 ab	17.0	15.1	13.3	11.7	10.0	8.4	6.9	5.2	3.7	2.3	0.6	-0.8	-2.3	-3.9	-5.3	-6.7	-7.8	-7.9	-7.9	-8.1	-8.4	-10.0	-13.3	-17.1	-18.3	-18.9
1863 7 ^a 42—9 ^a 31 auf	8.9	7.5	7.2	5.4	3.2	2.0	0.1	-1.7	-3.3	-4.9	-6.4	-8.4	-9.5	-9.7	-13.6	-16.7	-17.2									
29. Sept. 9 ^a 33—10 ^a 33 ab	8.3	5.3	3.7	2.1	0.7	-0.5	-2.1	-3.9	-5.1	-6.7	-8.2	-9.3	-13.6	-15.1	-16.9											

Höhe in Tausenden engl. Fuss: 26 | 27 | 28 | 29
1862, 5. Septbr. 1^p 3—1^p 53 auf | -19.2 | -19.3 | -20.3 | -20.7

Mendelejef*) glaubt auf Grund vorläufiger graphischer Darstellungen die Beobachtungen Glaisher's am besten dadurch darstellen zu können, dass er die Temperatur als eine lineare Funktion des Luftdrucks betrachtet:

$$\tau = C + \gamma p,$$

worin offenbar C die Temperatur an der Grenze der Atmosphäre ($p = 0$) bedeutet, und γ die (konstante) Aenderung der Temperatur für die Einheit der Luftdruckänderung; denn nach dieser Hypothese ist allgemein: $\gamma = \frac{\tau - C}{p}$, also auch im Besonderen $\gamma = \frac{\mathbf{T} - C}{P}$, wenn \mathbf{T} und P irgend zwei (in tieferem Niveau) beobachtete Werthe der Temperatur und des Luftdrucks bedeuten. Mendelejef's Formel würde somit zu schreiben sein:

$$26) \quad \tau = C + (\mathbf{T} - C) \frac{p}{P}.$$

Sie zeichnet sich besonders dadurch aus, dass nur eine einzige Konstante: die Temperatur C an der Grenze der Atmosphäre, zu bestimmen ist. Es fragt sich nun aber, ob die Voraussetzung: $C = \text{const.}$ wirklich den Beobachtungen entspricht. Mendelejef selbst findet, dass die Werthe von C bei Glaisher's Luftfahrten zwischen den Grenzen -34° und -39° Cels. schwanken, so dass durchschnittlich -36° angenommen werden kann; nach den Beobachtungen von Gay-Lussac und Welsh berechnet Hann beziehungsweise $C = -43,8^\circ$ und $-48,9^\circ$; somit dürfte C bei Berechnung der Temperaturen hoher Luftschichten nach Gleichung 26) etwa zu -44° anzunehmen sein.**)

Das Gesetz, welches nach Mendelejef's Formel der vertikalen Temperaturänderung zu Grunde liegt, ist annäherungsweise dasjenige einer geometrischen Progression; hiernach möchte man vermuthen, dass dieselbe vielleicht besser als die Formeln 25) geeignet wäre, um den Gang der Temperatur in den unteren Schichten der Atmosphäre zur Darstellung zu bringen. Wir wollen versuchen, diese Frage an der Hand der Thatfachen zu beantworten.

*) Archives des Sciences de la Bibliothèque universelle. Tome LV, Mars 1876: De la température des couches supérieures de l'Atmosphère, par M. D. Mendelejef.

**) In seinem jüngst erschienenen Werke: „Klimate des Erdballs“, giebt Woeikof nach Beobachtungen in Gebirgen $C = -43^\circ$ als Mittelwerth aus zahlreichen Berechnungen an, während Hann durch Beobachtungen auf und am grossen Ararat und in den Rocky Mountains (Pike's Peak) zu dem Werthe $C = -50^\circ$ geführt wurde.

Bei seinen freien Ballonfahrten in den Jahren 1862—65 war Glaisher gezwungen, die untersten Schichten mit einer so beträchtlichen Geschwindigkeit zu durchschneiden, dass zuverlässige Beobachtungen hier nicht ausgeführt werden konnten. Um diese Lücke in seinen wichtigen Untersuchungen auszufüllen, unternahm Glaisher im Jahre 1869 zu Ashburnham Park, Chelsea, noch eine Reihe von Luftfahrten in einem gefesselten Ballon, welcher bei ruhigem Wetter bis zu einer Höhe von 2000 engl. Fuss aufsteigen konnte. Die Resultate wurden im Report of the Br. Assoc. für 1869 ausführlich publicirt, und zwar so, dass jede Angabe den Mittelwerth aus der Beobachtung beim Auf- und Absteigen darstellt. Wir haben zunächst 9 Fahrten ausgewählt, welche am 23. und 24. Juli und am 4. August, grösstentheils zwischen 3 und 6 Uhr nachmittags ausgeführt wurden; da die Lufttemperatur unten nur zwischen 21° und 24° Cels. variierte, so erschien es statthaft, diese Serien zu Mittelwerthen zu vereinigen, welche in der unten folgenden Reihe I enthalten sind.

Ganz analoge Beobachtungsreihen aus dem Jahre 1879 liegen nun noch von Coney Island (New York) vor:*) auf 6 Fahrten, am 10., 11., 12. und 13. August, zwischen 10^a und 6^p, schwankte die Ausgangstemperatur zwischen 21° und 26° Cels., weshalb auch hier die Mittelbildung noch gerechtfertigt erschien; das Resultat ist die folgende Reihe II.

Wie man sieht, zeigen diese beiden Zahlenreihen eine vortreffliche Uebereinstimmung: die Mittelwerthe aus beiden (Reihe III) werden deshalb, für die betreffenden Tages- und Jahreszeiten, gewissermaassen als Normalwerthe betrachtet werden können. (Es ist noch hinzuzufügen, dass in Reihe I vier Serien bei heiterem, 5 bei wolkegem Wetter gewonnen wurden; bezüglich der Sherman'schen Beobachtungen ist der Himmelszustand nicht anzugeben.)

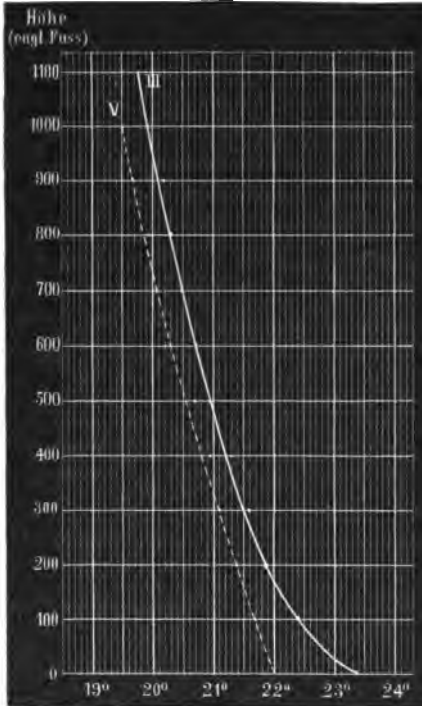
Die Reihe IV der Aenderungsbeträge Δt für je 100 Meter ist aus einer graphischen Darstellung der Mittelwerthe III abgeleitet, welche in der umstehenden Fig. 24 in verkleinertem Maassstabe reproducirt wurde (Kurve III).

Höhe in engl. Fuss:	0	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000	1100
in Metern:	0	30,5	61,0	91,4	121,9	152,4	182,9	213,4	243,8	274,3	304,8	335,3
Sommer, 10 ^a —6 ^p	I. 22,94 22,33 21,94 21,56 21,28 20,94 20,72 20,44 20,17 19,94 19,67 19,50 (Glaisher) II. 23,72 22,44 21,83 21,61 21,33 21,00 20,72 20,50 20,44 20,39 20,17 20,00 (Sherman) III. 23,33 22,39 21,89 21,58 21,30 20,97 20,72 20,47 20,31 20,17 19,91 19,75 (Mittel a. b.) IV. 3,08 1,57 1,12 1,05 0,92 0,82 0,72 0,66 0,62 0,59 0,59 (Δt) Sommer, 6—7 ^{3/4} ₄ ^p V. 22,0 21,7 21,4 21,2 20,9 20,7 20,4 20,1 19,9 19,7 19,5 (Glaisher)											

*) In American Journal of Science, April 1880 unter dem Titel: O. T. Sherman: Observations on the Height of Land and Sea Breezes.

Der Reihe IV zufolge ändert sich zur warmen Tages- und Jahreszeit der Betrag der Temperaturabnahme innerhalb einer Höhe von 335 Metern über dem Erdboden im Verhältnisse 5:1,

Fig. 24.



während Mendelejef's Formel nur etwa eine Aenderung im Verhältnisse $5:4\frac{1}{5}$, darzustellen gestattet. Genauer berechnet ergibt sich für die Höhendifferenz $h = 335$ Met. bei etwa 20° Lufttemperatur folgendes Verhältniss der Luftdruckwerthe:

$$p/P = 0,9619 \text{ oder } \frac{P}{p} = 1,0397.$$

Führt man diese Zahl in 26) ein, und für T und τ die erste und letzte der Temperaturen III, so resultirt für die „Konstante“ C ein Werth von -70° !

Berechnet man aber umgekehrt auf Grund des wahrscheinlichsten Werthes

$C = -44^{\circ}$ aus $\tau = 19,75^{\circ}$ die Temperatur T am Erdboden, so findet man $22,27^{\circ}$, während $23,33^{\circ}$ beobachtet wurde.

Sicherlich kommen also in den unteren Schichten der Atmosphäre sehr häufig derartige Zustände der vertikalen Temperaturvertheilung vor, welchen Mendelejef's Formel 26) sich nicht anzupassen vermag, was umso mehr zu bedauern ist, als sich dieselbe sehr leicht mit der barometrischen Höhenformel kombiniren lässt, was weiter unten (im klein gedruckten Abschnitt) gezeigt werden soll. Will man sich nichtsdestoweniger der Formel 26) zu diesem Zwecke bedienen, so dürfte es sich empfehlen, für grössere Höhen die unten beobachtete Temperatur T von vornherein um einen gewissen, von der Tageszeit abhängigen Betrag zu verringern.

Um aber Temperaturen, wie diejenigen der Reihe III, wirklich durch eine Interpolationsformel zur Darstellung zu bringen, würde man wohl am besten die folgende Form zu Grunde legen:

$$27) \quad \frac{1}{1 + \alpha t} = A + Bh + Ch^2 + Dh^3 + \dots$$

Mit $h = 0$ ergibt sich, dass $A = \frac{1}{1 + \alpha T}$ ist; und für $h = \infty$ liefert die Gleichung den nicht gerade widersinnigen Werth $\tau = -273^\circ$. Ein besonderer Vorzug dieser Funktion besteht darin, dass dieselbe, in die Differentialgleichung der Höhenformel eingeführt, sich ohne Weiteres integrieren lässt, und alsdann ein Resultat liefert, welches mit Leichtigkeit die Berechnung des Luftdrucks in grösseren Höhen gestatten würde. Die Formel 27) dürfte indessen nur dann für grosse Höhen den Gang der Temperaturabnahme richtig darstellen, wenn man die dritte Potenz der Höhe noch in Betracht zieht, also die 3 Koeffizienten B, C und D nach den Beobachtungen berechnet; leider erscheint aber diese Aufgabe bis jetzt noch zu wenig lohnend, und zwar besonders um deswillen, weil die bisherigen Untersuchungen über die Temperatur der freien Atmosphäre zu ungleichförmig über die verschiedenen Tageszeiten vertheilt sind und namentlich die Nachtstunden noch nicht umfassen.

Dass aber eine tägliche Periode des Ganges der vertikalen Temperaturabnahme vorhanden ist, musste von vornherein als wahrscheinlich betrachtet werden; Glaisher hat hierfür durch seine Beobachtungen im Ballon captif den empirischen Beweis geliefert.

Bei der Seltenheit derartiger Beobachtungen empfiehlt es sich, Glaisher's Resultat in der ursprünglichen Form hier wiederzugeben;*) die Grade beziehen sich somit auf die Fahrenheit'sche Skala ($9^\circ \text{F.} = 5^\circ \text{Cels.}$).

Betrag der Temperaturabnahme mit wachsender Höhe,
von 100 zu 100 Fuss.

Beobachtungszeit:	Heiteres Wetter						Wolkiges Wetter				
	10 ^a	3 ^p	4 ^p	5 ^p	6 ^p	7 ^p	3 ^p	4 ^p	5 ^p	6 ^p	7 ^p
	bis 11 ^a	bis 4 ^p	bis 5 ^p	bis 6 ^p	bis 7 ^p	bis 7 ^{1/2} _p	bis 4 ^p	bis 5 ^p	bis 6 ^p	bis 7 ^p	bis 7 ^{1/2} _p
0— 100 Fuss	1,0 ^o F	1,5 ^o F	1,1 ^o F	0,9 ^o F	0,5 ^o F	0,0 ^o F	1,2 ^o F	1,2 ^o F	0,6 ^o F	0,5 ^o F	0,5 ^o F
100— 200 "	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,1	0,9	0,6	0,6	0,6	0,5
200— 300 "	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,3	0,9	0,5	0,6	0,5	0,5
300— 400 "	0,9	0,7	0,6	0,6	0,5	0,4	0,6	0,6	0,6	0,5	0,4
400— 500 "	0,8	0,6	0,6	0,6	0,5	0,3	0,4	0,4	0,5	0,4	0,5
500— 600 "	0,8	0,5	0,5	0,5	0,4	0,3	0,4	0,4	0,5	0,5	0,4
600— 700 "	0,7	0,5	0,5	0,4	0,4	0,4	0,4	0,4	0,5	0,4	0,4
700— 800 "	0,7	0,5	0,4	0,4	0,4	0,4	0,5	0,4	0,5	0,5	0,5
800— 900 "	0,6	0,5	0,4	0,4	0,4	0,3	0,4	0,4	0,5	0,5	0,5
900— 1000 "	0,5	0,4	0,4	0,3	0,3	0,2	0,5	0,4	0,4	0,4	0,5

*) Ausserdem findet man in der Tabelle auf Seite 89 unter V die Mittelwerthe (in $^\circ \text{Cels.}$) von 9 Fahrten zwischen 6 und 7^{1/2}_p Abends am 12., 23., 24. und 28. Juli, bei theils wolkigem, theils heiterem Wetter; in Fig. 24 stellt die Kurve V diese Zahlen dar.

Beispielsweise geht aus der Kolonne für $7-7\frac{1}{2}^p$ bei heiterem Wetter die Tendenz zu einer Umkehrung der gewöhnlichen vertikalen Temperaturänderung schon ziemlich deutlich hervor, während sich die Temperaturabnahme bei wolkigem Wetter um dieselbe Tageszeit als vollkommen gleichförmig erweist.

Im April bis Dezember 1882 wurden am Kirchthurm von Boston, Lincolnshire, Beobachtungen in 1.2, 51.8 und 79.2 Meter Höhe über dem Erdboden angestellt, welche zeitweise Tag und Nacht fortgesetzt wurden. Hierbei ergab sich z. B. am 11. bis 12. November, bei klarer und kalter Nacht und darauffolgendem schönem Tage mit leichtem Nebel:

	Zeit:	10 ^p	Mittern.	2 ^a	4 ^a	6 ^a	8 ^a	10 ^a	Mittg.	2 ^p	4 ^p	6 ^p	8 ^p
Temp.	{ In 1.2 Met. Höhe:	1,1°	-0,2	0,4	-0,6	-0,7	-0,8	1,1	4,8	7,0	6,2	4,8	4,4°
	{ „ 79.2 „ „	2,8	2,8	3,1	2,3	1,3	1,3	3,5	6,2	6,6	6,3	6,1	5,4

Es war also die Temperatur in der Höhe fast den ganzen Tag über höher als unten am Erdboden, und der Ueberschuss erreichte in der Nacht den grössten Werth. An trüben und windigen Tagen dagegen war die Temperatur in der Höhe gewöhnlich niedriger als unten, bei nebligem Wetter jedoch stets höher, und der obere Theil des Thurmes zeigte sich im Allgemeinen frei von Nebel. Die Inversion der gewöhnlichen vertikalen Temperaturänderung trat aber am auffallendsten aus den Beobachtungen der Tagesminima bei strengem Frostwetter hervor; bei Temperaturen am Boden (in 1,2 Meter Höhe) von

$$-19.2^{\circ} \quad -11.4^{\circ} \quad \text{und} \quad -14.2^{\circ}$$

war die Temperatur in 67 Meter Höhe:

$$-9.4^{\circ} \quad -8.3^{\circ} \quad \text{und} \quad -6.1^{\circ},$$

also um 6° bis 10° höher als unten. Man wird sich hiernach vorstellen können, in wie hohem Grade diese Erscheinung bei den Frostperioden im Innern Sibiriens zuweilen auftreten muss, indem beispielsweise die normale Mitteltemperatur zu Werchojansk (in 67° Breite, östlich von der Lena) im Januar den ungeheuerlichen Betrag von -48° Cels. erreicht (gegen $+16^{\circ}$ im Juli); denn hier sind viele Einzeltemperaturen viel niedriger als die Mendelejef'sche Temperatur an der Grenze der Atmosphäre. Offenbar wird bei einer so ungewöhnlich intensiven Kälte am Erdboden zunächst eine sehr rasche Zunahme der Temperatur mit wachsender Höhe erfolgen; in mässiger Höhe über dem Erdboden wird die Temperatur ein Maximum erreichen, um alsdann in zwar langsamerem, aber immerhin noch ziemlich schnellem Tempo wieder abzunehmen. In Ermangelung anderen Beobachtungsmaterials müssen wir versuchen, die Richtigkeit dieser Ver-

muthung durch Beispiele aus den Beobachtungsregistern der Gebirgsstationen zu belegen. Der Dezember 1879 zeichnete sich in Centraleuropa durch eine wahrhaft sibirische Kälte aus, deren Centrum indessen grösstentheils im Norden und Nordwesten der Alpenkette zu finden war; ganz besonders würden deshalb Gipfelstationen im Harz und Riesengebirge dem vorliegenden Zwecke entsprechen. Da aber Brocken und Schneekoppe damals noch nicht in regelmässiger Weise als Beobachtungsstationen thätig waren, so müssen wir uns auf das südliche Centraleuropa beschränken, wobei indessen die südöstliche Schweiz, als vom Kältecentrum durch die Alpenkette getrennt, unberücksichtigt bleiben muss. Für die Zeit vom 16.—28. Dezember, welche hier hauptsächlich in Betracht kommt, sind folgende Stationen benutzt:

1. Gruppe: Wien*, Basel, Genf, Klagenfurt*, Ischl*, Zürich, Altstätten, Neuenburg, Lausanne, Marschlins.
2. Gruppe: Lohn, St. Gallen, Affoltern, Auen, Trogen, Einsiedeln, Chateau d'Oex, Hohenpeissenberg.
3. Gruppe: Höchenschwand, Engelberg, Chaumont, St. Beatenberg, Gäbris.
4. Gruppe: Stelzing*, Andermatt, Grächen, Schafberg*, Raxalpe*.
5. Gruppe: Hochobir*, St. Gotthard, St. Bernhard.

(Die mit einem Sternchen bezeichneten Stationen sind in die Mittelwerthe für die erste Dekade des Dezember nicht mit eingegangen.)

		Temperaturmittel	
		vom 16.—28. Dez.	v. 1.—10. Dez.
5. Gruppe,	2000—2500 Met. Seehöhe:	— 3,9 ⁰	— 16,8 ⁰
4. "	1400—1900 " "	— 2,8	— 13,7
3. "	1000—1300 " "	— 0,2	— 10,9
2. "	600—1000 " "	— 6,9	— 10,2
1. "	200—600 " "	— 10,3	— 8,0

In der ersten Dekade des Dezember 1879 war also die vertikale Temperaturvertheilung eine normale; nach einer Uebergangszeit von 5 Tagen treffen wir aber auf eine etwa 13tägige Epoche, in welcher der strenge Frost auf die unteren Schichten der Atmosphäre sich beschränkte, und das oben vermuthete Temperaturmaximum in einer mittleren Seehöhe (1000—1300 Meter) auf das Deutlichste ausgeprägt war. Für die 3. Gruppe würde sich übrigens noch ein wesentlich höheres Temperaturmittel (+1.1⁰) ergeben haben, wenn die Station Engelberg, welche inmitten höheren Terrains gelegen und deshalb zur Bestimmung der Temperatur der freien

Atmosphäre sehr wenig geeignet ist, unberücksichtigt geblieben wäre. Hieraus ergibt sich die höchst wichtige Thatsache, dass die Lufttemperatur in etwa 1000—1500 Meter Seehöhe nicht nur im Verhältniss zur Temperatur der unteren Schichten, sondern auch absolut genommen, in jenen 13 Tagen sehr hoch war; in der That übertraf z. B. die Temperatur zu Chaumont (+ 1.1°) um mehr als 3° den langjährigen Mittelwerth des Dezember. Dieses befremdende Faktum lässt sich aus der Wechselwirkung zwischen Ein- und Ausstrahlung um so weniger erklären, als von Hann nachgewiesen wurde, dass der Wärme-Ueberschuss der Höhe über die Grundsicht nicht am Mittag oder Abend, sondern am frühen Morgen seinen grössten Werth erreichte. Aus den Erörterungen der folgenden Kapitel wird sich die richtige Erklärung in ungezwungener Weise ergeben.

Das Gesamt-Resultat der vorstehenden Betrachtungen ist ein höchst unerfreuliches, insofern es sich darum handelte, den Gang der vertikalen Temperaturänderungen in feste Gesetze zu fassen; denn es kann sich ereignen, dass in den unteren Schichten der Atmosphäre schroffe Abweichungen von den gewöhnlichen Verhältnissen wochen- und monatelang andauern. Um zu brauchbaren empirischen Gesetzen zu gelangen, muss man sich demnach entweder auf die Betrachtung langjähriger Mittelwerthe beschränken, oder aber versuchen, die Beobachtungen auf das Sorgfältigste nach verschiedenen Witterungscharakteren zu klassificiren. Letzteres Verfahren würde für die Dynamik der Atmosphäre jedenfalls das erspriesslichste sein, denn vom theoretischen Standpunkte betrachtet, sind gerade jene Anomalien von höchstem Interesse.

27. Vertikale Vertheilung der atmosphärischen Feuchtigkeit. Durch Berechnung zahlreicher Beobachtungsergebnisse an Gebirgsstationen der verschiedensten Klimate hat Herr Prof. Hann nachgewiesen, dass die vertikale Abnahme des Wasserdampfes innerhalb weiter Grenzen durch folgende empirische Formel zum Ausdruck gebracht werden kann:

$$28) \quad e = E 10^{-\frac{h}{6517}}; \quad \text{oder} \quad \log e = \log E - \frac{h}{6517}.$$

Hierin bezeichnet E den Dunstdruck an der unteren, e denjenigen an der oberen, um h Meter höher gelegenen Station. Die Gültigkeit der Formel beschränkt sich begreiflicherweise auf mittlere Zustände der Atmosphäre; bringt man dieselbe auf das oben be-

handelte Beispiel: Altstätten-Säntis in Anwendung, so ergibt sich (mit $h = 2008$ Meter) Folgendes:

aus $E = 5,98$ mm (um 7^a und 9^p) berechnet man: $e = 2,94$ mm;
 beobachtet wurde $2,73$ mm;
 aus $E = 6,09$ „ (um 1^p) berechnet man: $e = 2,99$ mm;
 beobachtet wurde $3,24$ mm;

Vereinigt man dagegen die 3 Beobachtungen zu einem Mittelwerthe, so stellt sich eine weit bessere Uebereinstimmung heraus, nämlich:

aus $E = 6,02$ mm $\left(\frac{7^a + 1^p + 9^p}{3}\right)$ berechnet man: $e = 2,96$ mm;
 beobachtet wurde: $2,98$ mm.

Die im Vorstehenden gewählten Symbole entsprechen vollkommen jenen in unserer Höhenformel, und wenn man letztere in ihrer rohesten, nur die Luftdruckänderungen berücksichtigenden Gestalt (Gl. 15) nach Division durch die Konstante 18401, dadurch modificirt, dass man beide Seiten zu Exponenten der Grundzahl 10 macht, so gewinnt sie auch eine ganz analoge Form:

$$29) \quad p = P 10^{-\frac{h}{18401}}$$

Die Hann'sche Dunstdruckformel spricht also die Ansicht aus, dass das Gesetz der Abnahme des Dunstdruckes mit der Höhe im Grossen und Ganzen mit demjenigen der Luftdruckabnahme übereinstimme; dass aber der Betrag der Abnahme (gewissermaassen der Parameter der Kurve) in beiden Fällen verschieden sei, denn der Luftdruck hat in einer Höhe von 18400 Metern bis auf $\frac{1}{10}$ seines Betrages an der Erdoberfläche abgenommen, während letzteres bei dem Dunstdruck schon in einer Höhe von 6517 Metern der Fall ist. Beiläufig sei bemerkt, dass man aus 28) und 29) durch Elimination von h leicht folgende Relation zwischen Dunstdruck und Luftdruck gewinnt:

$$30) \quad \frac{e}{E} = \left(\frac{p}{P}\right)^{\frac{18401}{6517}}, \quad \text{oder approximativ: } \frac{e}{E} = \left(\frac{p}{P}\right)^3.$$

Auf das Deutlichste wird hierdurch bewiesen, dass wir es in der Gashülle unserer Erde nicht mit einer, von der Luftatmosphäre etwa vollkommen unabhängigen Wasserdampfatmosfera zu thun haben, denn in einer solchen müsste die Dichtigkeit infolge der geringeren specifischen Masse des Wasserdampfes weit langsamer

abnehmen, als in einer Atmosphäre von trockener Luft.*) Die vor Jahrzehnten beliebte, aber auch gegenwärtig dann und wann noch wieder auftauchende Manier, den Dunstdruck vom Barometerstande abzuziehen, um den „Druck der trockenen Luft“ zu finden, ist somit meteorologisch vollkommen unberechtigt. Die Erklärung der schnellen Abnahme des Wasserdampfes liegt natürlich sehr nahe, und besteht darin, dass die Temperatur der Luft nach oben hin relativ schnell abnimmt, und die Kapazität der trockenen Luft zur Aufnahme des Wasserdampfes mit sinkender Temperatur sich schnell verringert.

Da die Hann'sche Interpolationsformel den durchschnittlichen Verhältnissen vortrefflich entspricht, so bietet sie ein bequemes Hilfsmittel dar, um den mittleren Wasserdampfgehalt einer beliebig hohen Luftsäule zu berechnen. Aus der Einleitung (§ 13) ist uns bekannt, dass die Masse D des Wasserdampfes in einem Kubikmeter Luft von der Temperatur τ durch folgende Gleichung auszudrücken ist:

$$D = 0,00106 \frac{e}{1 + \alpha\tau} \text{ (Kilogramme) ,}$$

worin e in Millimetern angegeben werden muss. Hat nun die in Betracht zu ziehende Luftsäule einen Querschnitt von 1 Met.², so liefert das Produkt $D \cdot dh$ die Wasserdampfmenge in einer Schicht von der Höhe dh , und die ganze Menge in der Säule h wird leicht durch Integration erhalten, wenn man e nach Hann's Formel 28) als Funktion der Höhe einführt und die Temperatur τ als eine Konstante betrachtet:

$$\int_0^h D dh = \frac{0,00106 E}{1 + \alpha\tau} \int_0^h 10^{-\frac{h}{6517}} .$$

Zur Ausführung der Integration beachte man die Beziehung

$$10^x = (2,71828)^{\overset{x}{\text{Mod.}}}$$

zwischen den Grundzahlen der Brigg'schen und natürlichen Logarithmen; hiernach ist:

$$\begin{aligned} \int_0^h 10^{-\frac{h}{6517}} dh &= \int_0^h (2,71828)^{-\frac{h}{6517 \text{ Mod.}}} dh \\ &= -6517 \text{ Mod.} \left[(2,71828)^{-\frac{h}{6517 \text{ Mod.}}} - 1 \right] = 2830 \left(1 - 10^{-\frac{h}{6517}} \right). \end{aligned}$$

Demnach erhält man für die gesuchte Wasserdampfmenge in der Luftsäule von h Met. Höhe und 1 Quadratmeter Querschnitt folgenden Ausdruck:

$$\left(0,00106 \frac{E}{1 + \alpha\tau} \right) \cdot 2830 \left[1 - 10^{-\frac{h}{6517}} \right] \text{ (Kilogramme) .}$$

*) Man vergl. die Erörterungen in § 29.

Der erste, durch die Klammer abgetrennte Faktor bedeutet — wie aus dem Vorstehenden unmittelbar ersichtlich — die Wasserdampfmenge, welche an dem Ausgangspunkte in 1 Kubikmeter Luft vorhanden sein würde, wenn dieselbe die mittlere Temperatur τ der ganzen Luftsäule besässe. Besonders einfach gestaltet sich hiernach die Beantwortung der Frage, wie viel Wasserdampf in der Säule von 1 Quadratmeter Querschnitt enthalten ist, wenn sich dieselbe bis ins Unendliche erstreckt; alsdann wird die von 1 zu subtrahirende Grösse in der eckigen Klammer gleich Null, und man hat Nichts weiter nöthig, als die soeben definirte Dampfmenge (erster Faktor) mit der Zahl 2830 zu multipliciren. — Um für eine nach oben begrenzte Schicht die

Rechnung zu erleichtern, hat Hann für den Faktor 2830 $\left[1 - 10^{-\frac{h}{6517}}\right]$ eine Tabelle hergestellt, welche in der dritten Auflage von Jelinek's Anleitung zur Anstellung meteorologischer Beobachtungen, sowie im Maiheft 1884 der Oesterreichischen Zeitschrift abgedruckt ist.

28. Ableitung einer barometrischen Höhenformel unter Benutzung der Gesetze von Mendeleef und Hann für die vertikale Aenderung der Temperatur und des Dunstdruckes. Die Grundgleichung für die vertikale Druckänderung lautet:

$$- dp = s \cdot dh$$

[Gl. 7), Fussnote]. Wird für das spezifische Gewicht s der Ausdruck 11) substituirt, so ergibt sich zunächst:

$$- dp \frac{(1 + \alpha\tau)}{p} = \frac{[\rho]_0 g_{45}}{p_0} \left(1 - 0,378 \frac{e}{p}\right) \frac{1}{f(\varphi, z)} \cdot dh,$$

worin zur Abkürzung gesetzt ist:

$$\bullet f(\varphi, z) = \frac{1}{(1 - 0,0026 \cos 2\varphi)(1 - \beta z)} = (1 + 0,0026 \cos 2\varphi)(1 + \beta z).$$

Für τ ist nun der Ausdruck 26), und für e/p derjenige Ausdruck zu substituiren, welcher sich durch Kombination von 28) und 29) ergibt, nämlich:

$$\frac{e}{p} = \frac{E}{P} 10^{-h \left(\frac{1}{6517} - \frac{1}{18401}\right)} = \frac{E}{P} 10^{-\frac{h}{10091}}.$$

Hierbei resultirt:

$$-(1 + \alpha C) \frac{dp}{p} - \alpha \frac{(T - C)}{P} dp = \frac{[\rho]_0 g_{45}}{p_0} \left(dh - 0,378 \frac{E}{P} 10^{-\frac{h}{10091}} dh\right) \frac{1}{f(\varphi, z)}.$$

Die Integration des letzten Gliedes in der Klammer rechts geschieht in der am Ende des vorigen Paragraphen angegebenen Weise; das Gesamtergebn ist das folgende:

$$32) \quad h = \frac{p_0}{[\rho]_0 g_{45}} \left[\frac{1 + \alpha C}{\text{Mod.}} \log \frac{P}{p} + \alpha(T - C) \frac{P - p}{P} \right] \cdot \left[1 + 0,378 \frac{E}{P} \cdot F \right] f(\varphi, z).$$

Hierin hat F die Bedeutung:

$$33) \quad F = \frac{4383}{h} \left(1 - 10^{-\frac{h}{10091}}\right),$$

und der erste Faktor rechts den numerischen Werth:

$$\frac{P_0}{[\rho]_0 g_{45}} = 7991,1 \quad [\log = 3,902607].$$

Ferner, wenn $C = -44$ angenommen wird:

$$\frac{1 + \alpha C}{\text{Mod.}} = 1,93078 \quad [\log = 0,285733].$$

Wie man sieht, ist Gleichung 32) als barometrische Höhenformel ganz bequem, während ihre Benutzung zur Reduktion des Luftdrucks auf ein anderes Niveau nur durch Probiren zum Ziele führt.

Will man übrigens von Mendelejeff's Hypothese 26) nicht Gebrauch machen, so gelangt man leicht zu der Ueberzeugung, dass bei konstant zu behandelndem τ die Gleichung 32) mit 14) vollkommen identisch wird, abgesehen von dem Quotienten e/p , für welchen hier das Produkt $F E/P$ eintritt; auf die Feuchtigkeit wird also, hier wie dort, durch einen Korrektionsfaktor $(1 + 0,378 \frac{E}{P} F)$ Rücksicht genommen, welcher mit Hülfe der folgenden, von Hann mitgetheilten Tabelle leicht zu berechnen ist.

Werthe des Ausdrucks F (Gl. 33):

h	0	100	200	300	400	500	600	700	800	900
0	1,000	0,989	0,978	0,967	0,956	0,945	0,935	0,925	0,914	0,904
1000	0,894	885	875	866	856	847	838	829	820	812
2000	802	795	786	778	770	762	754	747	739	732
3000	724	717	710	703	696	689	682	675	669	662
4000	656	650	643	637	631	625	619	613	608	602
5000	596	591	586	580	575	570	565	560	554	550
6000	545	540	535	531	526	521	517	512	508	504
7000	499	495	491	487	483	479	475	471	467	463
8000	460	456	452	449	445	442	438	434	431	428
9000	424	421	418	415	412	409	406	403	400	397

Wenn es sich z. B. darum handelt, den Einfluss des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre auf das Resultat der barometrischen Höhenmessung zu berechnen, so braucht man nur die, jetzt leicht zu findende Grösse $0,378 \frac{E}{P} \cdot F$ mit der als annäherungsweise bekannt vorauszusetzenden Höhendifferenz h zu multipliciren; denn das Produkt aus allen übrigen Faktoren in der rechten Seite von 32) repräsentirt ja ungefähr diese Höhendifferenz. In dem oben behandelten Beispiele Altstätten-Säntis war $P = 716$, $E = 5,98$ um 7^a und 9^p , und $E = 6,09$ um 1^p ; demnach $0,378 E/P = 0,00318$; mit $h = 2000$ ergibt die vorstehende Tabelle: $F = 0,803$; somit würde aus Gl. 32) für h ein um

$$0,00318 \cdot 0,803 \cdot 2000 = 5,10 \text{ Meter}$$

zu kleiner Werth gefunden werden, wenn die atmosphärische Feuchtigkeit nicht berücksichtigt würde. In einem tropischen Klima ist der Einfluss der Feuchtigkeit wesentlich grösser; für Ceylon z. B. würde man im Meeresniveau zu setzen haben: $E = 21,7$, $P = 760$ mm; für dieselbe Höhendifferenz ergibt sich alsdann:

$$0,378 \cdot \frac{21,7}{760} \cdot 0,803 \cdot 2000 = 17,3 \text{ Meter,}$$

also mehr als das Dreifache des für die Schweiz gefundenen Betrages.

Um die Höhenformel 32) zu erproben, rechnen wir noch einmal das Beispiel: Altstätten-Säntis für 7^a und 9^p im April 1884.

Die Elemente der Rechnung sind folgende:

zu Altstätten beobachtet:	auf dem Säntis beobachtet:
$P = 716,28 \text{ mm}$	$p = 557,65 \text{ mm}$
$T = 6,72^\circ$	
$E = 5,98 \text{ mm}$	

Mit der approximativen Höhendifferenz von 2000 Metern findet man: $1 + 0,378 FE/P = 1,00253$.

Die Logarithmen von $\left(\log \frac{P}{p}\right)$, von $1 + 0,0026 \cos 2\varphi$ und $1 + \beta z$ können aus § 23 ohne Weiteres herübergenommen werden.

Man findet: $\log h = 3,303656$, $h = 2012,1 \text{ Meter}$,
gegen $h = 2012,2$ „ nach Formel 14).

Legt man aber der Rechnung die Beobachtungen von 1^h Nachmittags zu Grunde, so erhält man, ebenso wie oben, ein viel zu grosses Resultat, wenn man nicht die zu Altstätten beobachtete Temperatur von vornherein um etwa 4° erniedrigt.

29. Ueber die physikalische und chemische Zusammensetzung der atmosphärischen Luft. Die Entstehung der Konstanten 18401,2 der Höhenformel ist aus Gl. 13) und den hieran sich anschliessenden Bemerkungen ersichtlich; bezeichnet man diese Konstante allgemein mit U , so ist

$$34) \quad 18401 = U = \frac{p_0}{[q]_0 g_{45} \text{ Mod.}} = \frac{23792,7}{[q]_0}$$

Da nun nach § 22 diese Konstante diejenige Höhe bedeutet, in welcher der Druck unter einigen vereinfachenden Voraussetzungen nur noch $\frac{1}{10}$ von demjenigen des unteren Niveaus beträgt, so ergibt sich sofort, dass der Druck in langsamerem Tempo abnehmen müsste, wenn die Atmosphäre aus einem leichteren Gase bestände. In einer Wasserstoff-Atmosphäre z. B. wäre die spezifische Masse $\rho_0 = 1,293 \cdot \frac{1}{14,435}$; U würde also einen 14,435 mal grösseren Werth erhalten, d. h. der Luft- oder Gasdruck würde erst in einer Höhe von 265 620 Metern bis auf $\frac{1}{10}$ des Druckes an der Erdoberfläche herabgegangen sein.

Diese Betrachtungen sind für die Konstitution unserer Atmosphäre nicht ohne Bedeutung, denn nach dem Dalton'schen Satze (nach seinem eigentlichen, und für den Gleichgewichtszustand durch

neuere Untersuchungen*) bestätigten Inhalte) ist triftiger Grund vorhanden zu der Annahme, dass bei vollkommen ruhender Atmosphäre sämtliche Bestandtheile der Luft, welche bei gewöhnlicher Temperatur nicht ihrem Kondensationspunkte nahe sind, sich derartig anordnen werden, als ob jeder Bestandtheil nur für sich allein vorhanden wäre. Hieraus würde aber für verschiedene Höhen eine verschiedene Zusammensetzung der Luft resultiren, welche mit Hülfe der barometrischen Höhenformel leicht zu berechnen wäre. Zu dem Ende sind zunächst die Partialdrucke des Sauerstoffs, Stickstoffs und der Kohlensäure am Grunde des Luftmeeres zu ermitteln, indem letztere sich wie die bekannten Volumprocente des Gemenges verhalten müssen (21,00:78,96:0,04). Für die Berechnung der Partialdrucke in der Höhe h sind alsdann nach 34) die entsprechenden Konstanten U in die (rohe) Höhenformel 15) einzuführen, und zwar: 16645 für den Sauerstoff, 18946 für den Stickstoff, 12036 für die Kohlensäure. Herr Professor Hann hat sich dieser Rechnung unterzogen und die folgende lehrreiche Tabelle gewonnen (Oesterr. Z. X, p. 25):

*) Stefan: Ueber das Gleichgewicht und die Bewegung, insbesondere die Diffusion von Gasgemengen. Sitzungsberichte der Wiener Akad., 63. Bd., II. Abth. 1871; — Clerk Maxwell: On the Final State of a System of Molecules in Motion, subject to Forces of any kind; Report of the British Assoc. 1873, Notices p. 29. Beide Forscher gelangen auf verschiedenen Wegen zu folgendem Satze: „In einem Gemenge mehrerer Gase setzt sich jeder Bestandtheil für sich so ins Gleichgewicht, als ob er allein in dem vom Gemenge erfüllten Raume vorhanden wäre.“ Man beachte, dass hierin von der Abwesenheit äusserer Kräfte nicht die Rede ist! Sind solche in der That nicht vorhanden, so besteht der Gleichgewichtszustand in einer gleichförmigen Vertheilung jedes Gases — was der modernen Gastheorie vollkommen entspricht. Wirken aber äussere Kräfte auf das Gasgemenge ein, so ändern sie die Gleichförmigkeit der Vertheilung, aber für jedes Gas in separater Weise.

Stefan geht bei der Ableitung des vorstehenden Satzes von dem auch von uns (in der Einl. § 13) schon benutzten Erfahrungssatze aus: Der Gesamtdruck eines Gasgemenges gegen jede beliebige in demselben gedachte Fläche ist gleich der Summe der Partialdrucke, welche die einzelnen Bestandtheile des Gemenges ausüben würden, wenn dieselben jeder für sich allein in dem vom Gemenge erfüllten Raume ausgebreitet wären. — Dalton, von der Ansicht Newton's ausgehend, dass der Druck eines Gases aus abstossenden Kräften zwischen den einzelnen Theilchen entspringe, sprach ursprünglich seinen Satz in der Form aus, dass abstossende Kräfte nur zwischen Theilchen eines und desselben Gases thätig seien, dass aber Theilchen zweier verschiedener Gase in gar keiner Wechselwirkung zu einander stehen.

Höhe in Metern	Partialdruck mm			Volumprocente		Gesamtdruck		
	Sauerst.	Stickst.	Kohlens.	Sauerst.	Stickst.	Σp	p_i	Differ.
0	159,60	600,10	0,30	21,00	78,96	760,0	760,0	0,0
1000	139,00	531,40	0,25	20,71	79,25	670,7	670,6	-0,1
10000	40,00	178,00	0,04	18,35	81,63	218,0	217,4	-0,6
20000	10,00	52,80	0,01	15,92	84,07	62,8	62,2	-0,6
30000	2,50	15,70	0,00	13,74	86,26	18,2	17,8	-0,4
40000	0,60	4,60	0,00	11,54	88,46	5,2	5,1	-0,1
50000	0,16	1,38	0,00	10,39	89,61	1,5	1,4	-0,1
60000	0,04	0,41	0,00	8,89	91,11	0,4	0,4	-0,0

Die letzten Kolonnen enthalten unter Σp die Summe der einzelnen Partialdrucke, und unter p_i denjenigen Druck, welcher sich mit der Konstanten 18401, also unter der Annahme einer einheitlichen Atmosphäre von der relativen Dichtigkeit der Luft an der Erdoberfläche ergibt. Die Differenzen sind so gering, dass sie der Beobachtung entgehen müssen. „Dahingegen sollte die Abnahme des Sauerstoffgehaltes mit zunehmender Höhe sich nachweisen lassen, wenn man nicht den schon von Dalton erhobenen Einwand, dass die Winde bis zu den uns erreichbaren Höhen die Mischung gleichförmig erhalten, gelten lassen will. Ueberblickt man die Zusammenstellung der Luftanalysen, welche E. E. Schmid in seinem Lehrbuche der Meteorologie und neuerdings Angus Smith in seinem Lehrbuche „Air and Rain“ gegeben haben, so scheint in der That durchschnittlich der Sauerstoffgehalt mit der Höhe abzunehmen, aber in viel geringerem Maasse, als es nach vorstehender Tabelle der Fall sein sollte. Angus Smith giebt als Mittel für Luft auf Bergen 20,82, als Mittel der verlässlichsten Analysen überhaupt 20,96 Volumprocente Sauerstoff. Miller analysirte die Luft, welche Welsh bei seinen Ballonfahrten aus grossen Höhen herabgebracht hatte, und fand: Luft an der Erdoberfläche (King's College) 20,92; aus 13460 Fuss 20,89; aus 18000 Fuss 20,75; aus 18630 Fuss 20,89.“

Mit Sicherheit ist somit die Tendenz einer Abnahme des Sauerstoffgehaltes mit zunehmender Höhe nicht nachgewiesen, was natürlich nicht ausschliesst, dass die Atmosphäre in weit grösseren Höhen, bis zu welchen die wechselvollen Vorgänge der unteren Schichten nicht hinaufreichen, mehr und mehr einer reinen Stickstoffatmosphäre sich nähert.*) Dr. G. Hinrichs weist darauf hin,

*) Ausserdem müssten die höchsten Schichten relativ sehr reich sein an Wasserstoff, wenn man einen, auch noch so geringen Gehalt der Atmosphäre an freiem Wasserstoff annehmen dürfte; die Versuche von Bous-singault zu Lyon und Paris haben aber in der That ergeben, dass der

dass diese Schlussfolgerung mit den Ergebnissen der Untersuchung des Nordlichtspektrums harmonirt, indem man nach den bisherigen Erfahrungen ein mit letzterem identisches Spektrum bei elektrischen Entladungen unter passend geringem Drucke in einem sehr kalten Gemisch von viel Stickstoff mit sehr wenig Sauerstoff wahrnehmen müsste.

Eudiometrische Untersuchungen sind seit Scheele und de Saussure (in den 70er Jahren des vorigen Jahrhunderts) in grosser Zahl ausgeführt worden. Zuerst fand man grosse Schwankungen des Sauerstoffgehaltes, welche aber mit der Vervollkommnung der Methode in immer engere Grenzen eingeschlossen wurden, so dass schon Gay-Lussac und Humboldt 1805 behaupteten, die Zusammensetzung der atmosphärischen Luft sei unveränderlich, indem der Sauerstoffgehalt stets und überall 21 Volumprocente betrage. Die späteren sorgfältigen Untersuchungen von Bous-singault und Lewy haben diese Ansicht im Grossen und Ganzen bestätigt; beispielsweise schwankten die Resultate von 10 Bestimmungen auf dem atlantischen Ocean nur zwischen 20,96 und 21,06, und diejenigen von 22 Bestimmungen, welche in der Zeit von März bis Oktober 1880 zu Bogota ausgeführt wurden, lagen sämmtlich zwischen 20,966 und 21,032.

Der Glaube an die Unveränderlichkeit der Zusammensetzung der atmosphärischen Luft wurde indessen durch die Untersuchungen von v. Jolly in München wieder erschüttert; zunächst (im Jahre 1875) zeigten sich deutliche, die Beobachtungsfehler weit überschreitende Differenzen in der (durch direkte Wägung bestimmten) Dichtigkeit der Luft, woraus die Schwankungen des Sauerstoffgehaltes berechnet werden konnten. Zur Kontrolle stellte v. Jolly 1877 eingehende Versuche mit seinem „Kupfer-Eudiometer“ an. Die Resultate*) lagen zwischen folgenden Extremen:

durch Wägung: 20,48 und 20,97,
mit dem Eudiometer: 20,53 und 21,01.

Es zeigte sich ferner eine entschiedene Abhängigkeit von den meteorologischen Erscheinungen: „Der Polarstrom bringt, wenn er anhält, einen höheren, der Aequatorialstrom einen niedrigeren Procentgehalt an Sauerstoff.“

atmosphärischen Luft etwa $\frac{2}{1000}$ — $\frac{2}{10000}$ Gewichtsprocente von solchem Wasserstoff beigemischt sei, welcher nicht in Form von Wasser darin enthalten ist. Man wird durch diese Betrachtungen fast mit Nothwendigkeit zu der Vermuthung geführt, dass der Weltraum nicht leer, sondern mit Wasserstoff in äusserster Verdünnung erfüllt sei.

*) Wiedem. Annalen der Phys. u. Chemie 1879, Bd. VI pag. 520.

Prof. E. Morley*) bestätigte die Entdeckung der Variabilität des Sauerstoffgehaltes, und gelangte durch Vergleichung seiner Bestimmungen, die er zu Hudson (im Staate Ohio) täglich zweimal etwa $1\frac{1}{2}$ Jahre hindurch angestellt hatte, mit den täglich erscheinenden Wetterkarten zu dem Resultate, dass der geringere Sauerstoffgehalt immer mit einem, über dem Beobachtungsorte (oder in der Nähe desselben) befindlichen barometrischen Maximum zusammentreffe. Die Erklärung dieser Erscheinung sieht er deshalb in dem absteigenden Luftstrom der Anticyklonen, welcher die Luft aus höheren, sauerstoffärmeren Schichten nach unten befördert.

Dahingegen hat Vogler, durch Morley's Studien angeregt, mit Hilfe der Wetterkarten der deutschen Seewarte erkannt, dass der Beobachtungsort München bei v. Jolly's Versuchen fast ohne Ausnahme im Bereiche eines Maximums lag, wenn hoher Sauerstoffgehalt gefunden wurde (Oest. Z. f. Met. XVII, pag. 175).

Somit stehen hier zwei, anscheinend gut begründete Ergebnisse der wissenschaftlichen Forschung bisher noch völlig unveröhnt einander gegenüber. Man bedenke indessen, dass noch verschiedene andere Umstände auf den Sauerstoffgehalt Einfluss nehmen können, und deshalb das Beobachtungsmaterial bis jetzt noch als unzureichend bezeichnet werden muss.

Bezüglich des Kohlensäure- oder Kohlendioxyd-Gehaltes der Luft sollte man nach Dalton's Theorie eine noch weit schnellere Abnahme mit wachsender Höhe erwarten, als für den Sauerstoff. Gerade das Gegentheil haben aber die von Schlagintweit in den Alpen ausgeführten Versuche ergeben, indem namentlich bei der Vincent-Hütte am Monte Rosa (in 3162 Met. Seehöhe) und auf der Vincent-Pyramide (4224 M.) abnorm grosse Zahlen (bis zu 0,095 Volumprocente) gefunden wurden; durchschnittlich ergab sich

unter 1500 Met. Seehöhe (3 Vers.):	0,044	Volumproc.
von 1500—3000 " " (5 "):	0,045	"
von 3000—4224 " " (11 "):	0,077	"

In Südamerika fand Lewy:

bei 6 Best. unter 1000 Met. Seehöhe: 0,031—0,046 Volumproc.;
(ausserdem aber

bei 3 Best. unter 1000 Met. Seehöhe: 0,112—0,245! Volumproc.)

*) On a possible cause of the variations observed in the amount of oxygen in the air. American Journal of Science, Vol. XXII, Dez. 1881.

zu Bogota in 2645 Met. Seehöhe: 0,050 Volumproc.,
auf dem Monserrate in 3193 „ „ 0,052 „

Man vermuthet, dass Waldbrände und vulkanische Exhalationen zu den hier auftretenden eigenthümlichen Anomalien Anlass gaben.

Jedenfalls ist in den Lewy'schen Zahlen eine entschiedene Bestätigung der vorgenannten Resultate nicht zu erblicken, und auch die neuesten Untersuchungen von Müntz und Aubin auf dem Pic-du-Midi (in 2877 Met. Seehöhe) ergaben im Mittel von 6 Tagen nur 0,0286, während der Mittelwerth für Montsouris bei Paris von Marié, Davy und Lévy nach 6jährigen Beobachtungen zu 0,0302 angegeben wird.

Als sicher erwiesen ist die tägliche Periode des Kohlensäure-Gehaltes zu betrachten; G. F. Armstrong*) fand z. B. als Mittel aus

27 Bestimmungen bei Tage 0,0296,

29 Bestimmungen bei Nacht 0,0330.

Als Ursache dieses Wechsels betrachtet man die im Sonnenlichte sich vollziehende Zersetzung der Kohlensäure durch die Pflanzen.

Eine beachtenswerthe Thatsache haben ferner die wissenschaftlichen Expeditionen der Jahre 1882 und 1883 ans Licht gebracht. An allen 7 französischen Stationen zur Beobachtung des Venus-Durchganges sammelte man in übereinstimmender Weise die Kohlensäure bestimmter Luftvolumina (etwa 160 Liter) in Glasröhren, welche mit kalihaltigem Bimstein gefüllt waren; die weitere Untersuchung durch Müntz und Aubin ergab

für die nördliche Hemisphäre (4 Stat.) 0,0282

für die südliche „ (3 Stat.) 0,0271.

Erstere Zahl kommt derjenigen, welche dieselben Gelehrten in der Ebene von Vincennes (0,0284) und auf dem Pic-du-Midi gefunden hatten, sehr nahe.

Sehr bald bot sich eine günstige Gelegenheit, das für die südliche Hemisphäre gewonnene Resultat zu kontrolliren; Dr. Hyades führte als Mitglied der französischen Expedition der internationalen Cirkumpolarforschung am Cap Horn fortlaufende Kohlensäure-Bestimmungen aus, und gelangte zu einem noch niedrigeren Generalmittel, nämlich: 0,0256; und zwar ergaben sich:

bei Temperaturen unter 5°: 0,0253 Volumproc.,

„ „ über 5°: 0,0260 „

*) Proc. of the R. Soc. Vol. XXX, pag. 343.

In dem hier hervortretenden Einflusse der Temperatur glaubt man überhaupt die Erklärung für den geringeren Kohlensäure-Gehalt auf der südlichen Hemisphäre zu finden, indem die Temperatur der letzteren in niederen und mittleren Breiten wesentlich niedriger ist, als diejenige der nördlichen Hemisphäre. Nach Schloesing*) existirt aber ein Spannungsgleichgewicht zwischen der Kohlensäure des Wassers und derjenigen der Luft; ersteres giebt Kohlensäure ab, wenn die Temperatur steigt, und umgekehrt.

Man wird bemerken, dass die neueren Bestimmungen stets weniger als 0,038 Volumprocente Kohlensäure ergeben haben, während man früher glaubte 0,04 als Mittelwerth betrachten zu dürfen.**)

Unter den Bestandtheilen der atmosphärischen Luft sind schliesslich noch die Verbindungen des Stickstoffes mit Sauerstoff und Wasserstoff zu erwähnen. Letztere Verbindung: das Ammoniak, ist jedenfalls das Resultat der Zersetzungsprocesse animalischer Substanzen; die Salpetersäure aber dürfte wohl nur den elektrischen Entladungen ihre Entstehung verdanken.

Das Ammoniak als Gas ist nach Müntz und Aubin, ebenso wie die Kohlensäure, ziemlich gleichförmig in der Atmosphäre vertheilt: auf dem Pic-du-Midi fand man nicht weniger als unten (etwa 1,35 Milligr. in 100 Kbm. Luft). Dahingegen fehlten die Nitrate in dem Regenwasser, welches auf dem Pic gesammelt wurde, fast gänzlich, denn nur in zwei Fällen fand man Spuren, und zwar weniger als 0,1 Mgr. in 10 Litern Wasser, während nach Boussingault fast jeder Regen der Ebene Nitrate enthält, im Durchschnitt 0,5 Mgr. in 1 Liter.

Diese Beobachtung weist auf die oben erwähnte Entstehung der Nitrate hin, indem von den auf dem Pic-du-Midi (Station Plantade, in 2300 Met. Höhe) beobachteten 184 Gewittern der 10 Jahre 1873—82 nur 23 Gewitter über der Höhe der Station zur Entladung kamen. Das salpetersaure Ammoniak dürfte sich somit nicht in gasförmigem Zustande in der Luft befinden, weil es sonst gleichförmiger vertheilt sein würde. „Das Fehlen des Nitratstaubes trägt sicherlich mit bei zu der merkwürdigen Durchsichtigkeit der Luft in hohen Regionen.“

*) Comptes rendus XC; — Wollny, Forschungen auf dem Gebiete der Agrikulturphysik, III. Band.

**) Dieser Mittelwerth ist auch noch der Berechnung der specifischen Masse [ρ_0] der trockenen atmosphärischen Luft durch Direktor Broch zu Grunde gelegt (§ 21).

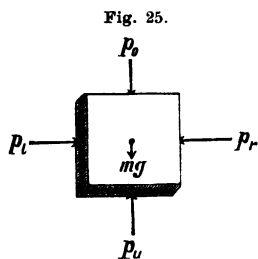
Zweite Abtheilung.

Dynamik der Atmosphäre.

Kapitel I.

Bedingungen der Entstehung atmosphärischer Strömungen.

30. Vorbemerkung. Wir nehmen an, dass die uns umgebende Atmosphäre sich in Ruhe befindet und legen uns zunächst die Frage vor, unter welchen Umständen sie diesen Zustand aufgeben kann.



Irgend ein kleiner Theil der Atmosphäre, welcher etwa in der Form eines Parallelepipeds zu denken ist, wird den ursprünglichen Zustand der Ruhe offenbar nur dann aufgeben können, wenn unter sämtlichen, dasselbe beeinflussenden Kräften kein Gleichgewicht mehr herrscht. Die Kräfte, welchen das Luftquantum ausgesetzt ist, sind aber folgende:

1. Die Schwerkraft, oder das Gewicht des Luftquantums; ihre Richtung ist normal zu der betreffenden Niveaufläche (§ 25).
2. Die Spannkraft der umgebenden Luftmassen, welche von allen Seiten auf das betrachtete Luftquantum einwirken.
3. Elektrische Attraktion und Repulsion. Diese Kraft scheint indessen immer nur zeitweilig zur Wirksamkeit zu gelangen und den anderen an Intensität nachzustehen, weshalb sie im Allgemeinen unbeachtet bleiben soll.

Andere physikalische Kräfte, welche auf das ruhende Luftquantum noch einwirken könnten, sind nicht bekannt. Wenn also letzteres in Ruhe verharrt, so müssen die unter 1. und 2. genannten Kräfte einander das Gleichgewicht halten. Beispielsweise muss also der nach unten wirkenden Schwerkraft mg eine gleich grosse,

nach oben wirkende Kraft gegenüberstehen; es muss also (Fig. 25) die Bedingung

$$mg = p_u - p_o$$

- erfüllt sein, wenn p_u und p_o die von unten und oben wirkenden Spannkraften bezeichnen. Ist p_u grösser als $p_o + mg$, so wird sich das Luftquantum in der Richtung nach oben in Bewegung setzen, wie wir es durch einen Luftballon verwirklicht sehen. Aber auch in der freien Atmosphäre ist der hier betrachtete Fall von grosser Bedeutung und wird deshalb später noch genauer zur Sprache kommen.

31. Ursachen horizontaler Luftströmungen. In horizontaler Richtung handelt es sich nur um die Spannkraften der umgebenden Luft; geräth also die Luftmasse in der Richtung einer Niveaufläche (also parallel zur Erdoberfläche) in Bewegung, so ist die unmittelbare Ursache stets in einer Ungleichheit der horizontal wirkenden Spann- oder Druckkräfte zu suchen.

Bei einem Blasebalg z. B. wird rein mechanisch, durch Verringerung des Volumens einer abgeschlossenen Luftmenge die Spannkraft derselben vergrössert, so dass sich die Luft in der Richtung vom stärkeren zum schwächeren Luftdrucke in Bewegung setzt.

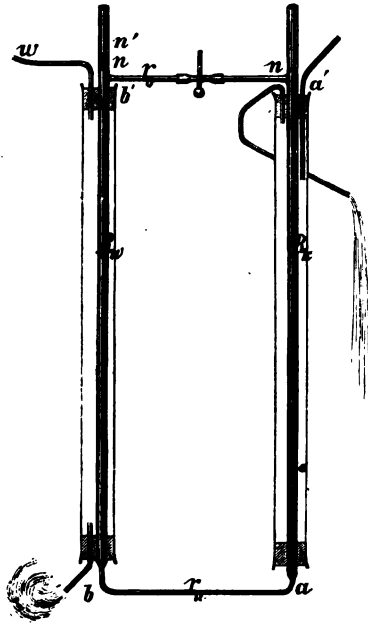
Auch in der Atmosphäre kann die Spannkraft eines Theiles derselben auf mechanischem Wege vergrössert werden, durch die Reibung grosser Wassermengen z. B., welche in Form von Regen oder Hagel schnell zu Boden stürzen und dadurch eine Zufuhr von Luft in den darunterliegenden Raum veranlassen.

Die gewöhnlichste Ursache der Entstehung von horizontalen Spannkraft-Differenzen und Luftströmungen in der freien Atmosphäre ist indessen das Auftreten von horizontalen Temperatur-Differenzen, weshalb man früher vielfach geneigt gewesen ist, letztere ohne Weiteres — ohne Vermittelung des Luftdrucks — als Ursache der Luftbewegungen aufzufassen. Ein im folgenden Paragraphen zu beschreibender Versuch wird darüber Auskunft geben, wie sich der Vorgang in Wirklichkeit vollzieht.

32. Horizontale Druckdifferenzen als Folge horizontaler Temperatur-Unterschiede, erläutert durch ein Experiment. Zwei vertikal gestellte Glasröhren, R_w und R_t (Fig. 26), von etwa 75 cm Höhe sind oben und unten durch zwei engere Röhren, r_o und r_u , verbunden; das obere Verbindungsrohr besteht aus zwei Theilen, zwischen welche ein Kautschukröhrchen eingeschaltet

wird, um r_o durch einen Quetschhahn schliessen zu können. Während r_o noch offen ist, füllt man kaltes, vorher durch Auskochen von absorbirter Luft befreites Wasser in die communicirenden Röhren, und zwar derart, dass dasselbe auch r_o anfüllt und dessen Niveau um einige Millimeter überragt.

Fig. 26.



Schliesst man nun das obere Verbindungsrohr r_o und erwärmt das Vertikalrohr R_w durch den Dampf kochenden Wassers, welcher oben bei w in ein weiteres Mantelrohr eintritt, so steigt die Oberfläche des Wassers in R_w durch thermische Ausdehnung um mehr als 2 Centimeter, während in R_k keinerlei Veränderung erfolgt. Abgesehen von dem geringfügigen, und bald ein Ende erreichenden Aufwärtsrücken der Wassertheilchen im Vertikalrohr R_w , bleibt somit die Flüssigkeit vollkommen in Ruhe, denn durch die Erwärmung hat sich zwar die Länge der Flüssigkeitssäule in R_w geändert, nicht aber ihr Gewicht, welches den hydrostatischen Druck im Niveau des unteren Verbindungsrohres r_u bedingt.

Anders ist es hingegen mit den Druckverhältnissen im Niveau des oberen Rohres r_o ; im Rohre R_w ist eine Portion Wasser über r_o emporgestiegen, so dass die horizontale Flüssigkeitsmasse in r_o von links stärker gedrückt wird, als von rechts; letztere wird also in Bewegung gerathen, sobald man das Kautschukröhrchen öffnet. Geschieht letzteres, so wird eine Portion Wasser vom warmen zum kalten Rohre übergeführt, und das ganze Gewicht des Wassers in R_k nimmt deshalb in entsprechender Weise zu, in R_w jedoch ab. Dadurch wird aber im unteren Verbindungsrohr r_u das Gleichgewicht sofort gestört, weshalb hier eine Bewegung vom kalten zum warmen Rohre beginnt. Nach kurzer Zeit ist die ganze Flüssigkeit in gleichförmiger Cirkulation begriffen, welche ununterbrochen andauert, vorausgesetzt, dass

auch das Rohr R_k durch eine Kühlvorrichtung auf konstanter Temperatur gehalten wird; durch kleine Quantitäten Cigarrenasche oder andere im Wasser schwebende Partikelchen kann man die Cirkulation deutlich sichtbar machen.

Eine besondere Bedeutung würde der Versuch dadurch gewinnen, dass man ihn in genügend grossen Dimensionen ausführte, um alle Niveau- und Druckveränderungen mit Genauigkeit messen zu können. An dem in Rede stehenden Exemplare des Apparates wurden folgende vorläufige Resultate erzielt:

Bei geschlossenem Verbindungsrohre r_o :

Steigen der Oberfläche im Vertikalrohre R_w : 24 mm.

Während der gleichförmigen Cirkulation:

Oberfläche über dem ursprünglichen Niveau in R_w 17 mm.

" " " " " " " " in R_k 9 mm.

Dabei betrug die Länge des auf 100° erwärmten Theiles der Wassersäule R_w 640 mm. Durch die Erwärmung von ca. 20° auf 100° war also die Länge der Wassersäule von 640 mm auf 664 mm angewachsen. Hieraus kann auch für das Stadium der gleichförmigen Cirkulation der Betrag des hydrostatischen Druckes an der Basis der warmen Wassersäule R_w berechnet werden. Wählt man als Einheit den Druck von 1 mm Wasserhöhe bei der Temperatur des kalten Rohres, so reduciren sich die $640 + 17 = 657$ mm warmen Wassers auf $657 \cdot \frac{640}{664} = 633$ mm, denen im kalten Rohre

$640 + 9 = 649$ mm gegenüberstehen. Hiernach würde die Druckdifferenz, welcher die horizontale Wassermasse im Rohre r_u ausgesetzt war, 16 mm betragen, während im Niveau des oberen Verbindungsrohres eine Differenz von nur 8 mm constatirt wurde.

Bei der gleichen Länge und Weite der beiden Verbindungsrohren muss eine derartige Verschiedenheit der Druckdifferenzen auffallend erscheinen, denn die den letzteren entsprechenden Kräfte haben doch anscheinend in gleichen Zeiten die gleiche Arbeit zu leisten! Worin aber besteht diese Arbeit? Offenbar in nichts Anderem als in der Ueberwindung der Reibungswiderstände, gerade so, wie bei einem in horizontaler Richtung gleichförmig fortschreitenden Eisenbahnzuge die ganze Zugkraft der Lokomotive auf Ueberwindung der Reibungshindernisse verwendet wird.

Bei unseren Versuche haben wir es nur mit der Reibung von Wasser gegen Wasser zu thun, indem die unendlich dünne (cylinderförmige) Wasserschicht vom grössten Durchmesser vermöge der Adhäsion vom Glase vollkommen festgehalten wird; es ist nun

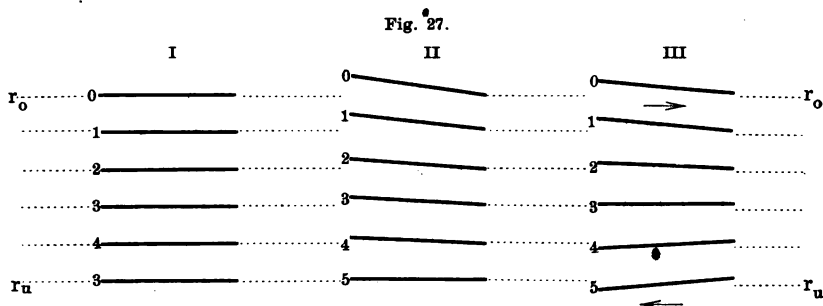
aber bekannt, dass diese innere Reibung des Wassers mit steigender Temperatur ziemlich schnell abnimmt, und zwar zwischen 20° und 50° etwa im Verhältnisse 9:5. Da nun im oberen Rohre warmes, im unteren kaltes Wasser fliesst, so braucht man wohl nach anderen Erklärungen für die soeben gefundene Verschiedenheit der Druckdifferenzen nicht zu suchen.

Immerhin mag noch darauf hingewiesen werden, dass der an den unteren Enden der beiden vertikalen Flüssigkeitssäulen wirklich vorhandene Druck mit dem oben berechneten hydrostatischen Drucke nicht nothwendig übereinzustimmen braucht; denn auch in den vertikalen Säulen sind Reibungswiderstände zu überwinden, welche indessen im vorliegenden Falle gegen diejenigen in den weit engeren Horizontalröhren nicht in Betracht kommen. Würde aber beispielsweise das ganze System überall von gleicher Weite konstruirt, so wäre zu erwarten, dass der hydrodynamische Druck als vom hydrostatischen wesentlich verschieden sich herausstellen werde; und zwar wird derselbe an der Basis der warmen Säule (welche sich aufwärts bewegt) weit grösser sein als der hydrostatische, allein durch das Gewicht der Wassermasse bedingte Druck. An der Basis der kalten Säule ist natürlich das Gegentheil der Fall, so dass beide Resultate in Bezug auf das untere Verbindungsrohr eine geringere Druckdifferenz als die oben indirekt durch Rechnung bestimmte, würden erwarten lassen.

Aehnliche Verhältnisse werden bis zu einem gewissen Grade auch in der Atmosphäre eintreten müssen; wir ziehen hieraus von Neuem den Schluss, dass der Luftdruck an irgend einer Stelle der Atmosphäre nicht nothwendig dem Gewichte der darüber lagernden Luftschicht zu entsprechen braucht; in welchem Sinne z. B. die vertikalen Bewegungen denselben beeinflussen können, ist nach dem Vorstehenden leicht anzugeben. Ob aber diese Einflüsse quantitativ in Betracht kommen, wäre erst zu untersuchen; offenbar nähern sich die Verhältnisse der freien Atmosphäre denjenigen unseres Versuches insofern, als die vertikalen Reibungswiderstände im Allgemeinen gegen diejenigen der unteren Horizontalbewegung bedeutend zurücktreten werden, und zwar schon deswegen, weil in unserer Atmosphäre die vertikalen Dimensionen gegen die horizontalen kaum in Betracht kommen; beispielsweise ist ein Luftwirbel von mittlerer Grösse etwa einer Pappscheibe von 1 mm Dicke zu vergleichen, deren Durchmesser vielleicht 1 m (= 1000 mm) beträgt. In der Atmosphäre werden sich deshalb die vertikalen Strömungen im Allgemeinen immer nur als sehr kleine Komponenten der Gesamtbewegung manifestiren. Auf die Horizontal-

Strömungen muss sich daher in erster Linie unser Interesse konzentriren.

Damit übrigens der Vorgang bei dem Versuche jenem in der Atmosphäre vollkommen entspreche, ist es nothwendig, den Versuch ein wenig zu modificiren. So, wie derselbe oben beschrieben wurde, sind drei Stadien zu unterscheiden, für welche die Druckvertheilung durch die folgenden Systeme von Linien (resp. Flächen) gleichen Druckes (Fig. 27) anschaulich gemacht werden kann.



Es liegt auf der Hand, dass das Stadium II überhaupt nicht zur Entwicklung kommen wird, wenn man das obere Verbindungsrohr r_o von vornherein offen lässt; der Zustand I geht alsdann unmittelbar in III über. Ganz dasselbe wird natürlich in der freien Atmosphäre geschehen.

33. Die Bedeutung der Temperatur-Unterschiede für die Entstehung und Erhaltung der Luftströmungen möge am Schlusse dieses Kapitels noch einmal hervorgehoben werden. In der Einleitung ist nachgewiesen worden, dass die Erdrotation zwar die (horizontalen) Bewegungen der Richtung nach modificirt, dass sie aber an sich zur Entstehung von Strömungen nicht Anlass geben kann, ebensowenig, wie die Geschwindigkeit einer (relativen) Bewegung durch die Erdrotation geändert wird. Unser Versuch aber lehrt, dass eine durch Temperaturunterschiede veranlasste Cirkulation durch die Reibungswiderstände sehr schnell ihrem Ende zugeführt wird, sobald die Temperaturdifferenzen verschwinden.

Der irdischen Atmosphäre werden in der Tropenregion ununterbrochen durch die Sonnenstrahlung enorme Wärmemengen zugeführt, während in den Polarregionen der Verlust durch Ausstrahlung durchschnittlich weit grösser ist, als die Zufuhr durch Insolation. Es kann also keinem Zweifel unterliegen, dass durch die hierdurch bedingten Kontraste der Temperatur eine grossartige

Luftcirculation zwischen Aequator und Pol unterhalten werden muss; dass dieselbe den mannigfaltigsten Störungen unterworfen ist, hat seinen Grund theilweise in dem Einflusse der Erdrotation, andertheils aber in der relativ so geringen Höhe der Atmosphäre, und in der Ungleichförmigkeit der Erdoberfläche, wobei der Contrast zwischen Meer und Kontinent hauptsächlich in Betracht kommt.

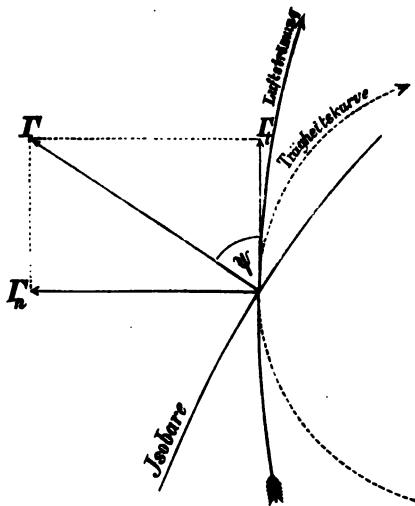
Ohne Temperatur-Unterschiede würde in der ganzen Atmosphäre ewige Ruhe herrschen.

Kapitel II.

Die horizontale Komponente der Luftströmungen.

34. Das barische Windgesetz. Bei dem Experimente, welches in § 32 beschrieben wurde, stellt sich nach einer kurzen Zeit mit veränderlichen (in diesem Falle: wachsenden) Geschwindigkeiten sehr bald ein sogenannter stationärer Bewegungszustand ein; hierbei sind die Geschwindigkeiten keineswegs an allen Stellen dieselben, aber an jeder Stelle unveränderlich. Derartige stationäre Bewegungszustände wollen wir im vorliegenden Kapitel stets voraussetzen, ohne uns vorläufig darum zu kümmern, wie dieselben entstanden sein mögen.

Fig. 28.



Dementsprechend betrachten wir eine irgendwie gestaltete horizontale Luftströmung als gegeben und suchen alsdann die Frage zu beantworten: Wemüssen die mitwirkenden Kräfte beschaffen sein, um die Fortdauer dieser Strömung zu ermöglichen?

Zunächst ist die Krümmung der Strömung zu vergleichen mit derjenigen der Trägheitskurve für dieselbe Stelle der Erdoberfläche und dieselbe Geschwindigkeit V der Bewegung. Auf der nördlichen Hemisphäre — und

diese wird im Folgenden stillschweigend stets vorausgesetzt —

ist die Krümmung der Trägheitsbahn eine anticyklonale,*) d. h. der Krümmungsmittelpunkt liegt auf der rechten Seite der Bahn. Auch für die in Betracht gezogene Luftströmung ist in Figur 28 derselbe Krümmungssinn vorausgesetzt; da aber der Betrag der Krümmung geringer ist, als bei der Trägheitsbahn, so muss eine von rechts nach links gerichtete Kraft Γ_n vorhanden sein, welche die Lufttheilchen zu dieser Abweichung zwingt.

Ausserdem muss aber senkrecht zu Γ_n , also in der Tangente zur Luftströmung, eine Kraft Γ_t vorhanden sein, welche in der Regel von hinten nach vorn gerichtet ist, da es nämlich — zumal an der Erdoberfläche — stets Reibungswiderstände zu überwinden giebt. Ist die Bewegung der Lufttheilchen eine gleichförmige, so fällt der Kraft Γ_t lediglich diese Aufgabe zu; wenn sich aber die Lufttheilchen vor der Ankunft an der betrachteten Stelle langsamer bewegen, als nach derselben; wenn also die Bewegung jedes Lufttheilchens eine beschleunigte ist, so kann diese Thatsache nur darin ihren Grund haben, dass Γ_t grösser ist, als die Ueberwindung der Reibungswiderstände es erfordert. Umgekehrt ist bei verzögerter Bewegung die Kraft Γ_t zur Ueberwindung der Reibung offenbar unzureichend; Γ_t bleibt alsdann hinter dem Betrage des als Kraft aufgefassten Reibungswiderstandes zurück. Im Allgemeinen hat aber die Komponente Γ_t (besonders am Grunde des Luftoceans) einen positiven Werth, d. h. ihre Richtung ist die in der Figur angenommene: von hinten nach vorn.

Ohne zunächst die Grösse der ermittelten Kräfte in Betracht zu ziehen, wenden wir uns unmittelbar zu dem allgemeinen Resultate des Raisonnements. Da die Bewegung, der Annahme zufolge, in einer zur Schwerkraft senkrechten Fläche von Statten geht, und elektrische Kräfte unbeachtet bleiben sollen, so können die als nothwendig erkannten Kräfte Γ_n und Γ_t nur durch die Spannkraft oder die Vertheilung des Luftdruckes in den umgebenden Luftmassen geliefert werden, d. h. der Luftdruck muss abnehmen in der Richtung Γ der Resultirenden aus Γ_n und Γ_t , und muss einer Kraft entsprechen, welche dieser Resultirenden gleich ist. Wird also die Vertheilung des Luftdruckes innerhalb der Horizontalebene dargestellt durch Isobaren, d. h. durch Linien gleichen Luftdruckes oder gleicher Spannkraft der Luft, so müssen dieselben zu Γ senkrecht stehen und ihrem Werthe nach in der Richtung des Pfeiles Γ abnehmen (in der Figur ist nur eine von diesen

*) Die Entstehung dieser bequemen Bezeichnungswaise wird sich alsbald ergeben. Der Inhalt obiger Behauptung ist in der Einleitung bewiesen (vergl. pag. 26).

Linien angedeutet). Weil man auf immer neue (und zwar niedrigere) Isobaren trifft, wenn man in der Richtung von I fortschreitet, nennt man das Maass der Luftdruckabnahme nach Richtung und Stärke den barometrischen Gradienten*) (von gradiri, Schritte machen).

Seit man die Witterungserscheinungen Tag für Tag durch Konstruktion synoptischer Karten verfolgt, hat man erkannt, dass die in der Natur vorkommenden Luftströmungen selten oder nie so stark anticyklonal gekrümmt sind, wie die Trägheitskurven, und dass sie sogar noch häufiger die entgegengesetzte Krümmung zeigen (auf die Ursache dieser Erscheinung kommen wir in § 59 zurück); die Gradientkraft-Komponente I_n hat also im Allgemeinen die in der Figur angenommene Richtung. Dass Aehnliches von der anderen Komponente I_t gilt, ist oben bereits erörtert; somit entspricht die Figur 28 überhaupt der grossen Majorität der an der Erdoberfläche wirklich vorkommenden Fälle und lehrt uns, in welcher Beziehung Gradient und Luftströmung im Allgemeinen zu einander stehen, nämlich: (1) **Auf der nördlichen Hemisphäre erscheint die Luftströmung gegen den Gradienten nach rechts abgelenkt um einen Winkel ψ , dessen Werth im Allgemeinen 90° nicht erreicht.** (Dementsprechend wird ψ als „Ablenkungswinkel“ bezeichnet.) Kehrt man also dem Winde den Rücken zu, so hat man den niedrigeren Luftdruck links und etwas nach vorn, den höheren rechts und etwas nach hinten.

Die vorstehende Betrachtung ist — soweit es sich um die Komponente I_t handelt — ohne Weiteres auch auf die südliche Hemisphäre anzuwenden; die Komponente I_n hat, unter sonst gleichen Umständen, auf beiden Hemisphären denselben Werth, aber entgegengesetzte Richtung, da der Krümmungsmittelpunkt der Trägheitskurve dort auf der linken Seite der Bahn gelegen ist. Um also das vorstehend hervorgehobene Resultat für die südliche Hemisphäre auszusprechen, hat man nur nöthig, die Ausdrücke „rechts“ und „links“ mit einander zu vertauschen.

Dieser Satz, im Verein mit dem folgenden: (2) **„Die Windgeschwindigkeit wächst im Allgemeinen mit der Grösse des Gradienten, ist also dort am grössten, wo die Isobaren am engsten aneinan-**

*) Zeigt der Luftdruck in der Richtung I auf je 111 Kilometer eine Abnahme von x Millimetern, so sagt man: der Gradient betrage x Millimeter.— Für „Luftdruck“ darf hier nur dann ohne Weiteres „Barometerstand“ gesetzt werden, wenn letzterer auf 0° , gleiches Niveau und gleiche geographische Breite reducirt ist.

derrücken“ bildet den Inhalt des barischen Windgesetzes.*) Bezüglich des zuletzt ausgesprochenen Theiles dieser Regel sehe man theils die Figur 28 (welche wenigstens die Vergrößerung einer Komponente: T_z , mit wachsender Windgeschwindigkeit unmittelbar erkennen lässt), theils vergleiche man die in § 36 aus dieser Figur abgeleiteten mathematischen Ausdrücke.

Empirische Belege für das barische Windgesetz liefert jede beliebige Wetterkarte in Menge;**) Ausnahmen von dieser Regel kommen nur bei schwachen Winden vor und lassen sich immer auf lokale Einflüsse zurückführen.

35. Der Ablenkungswinkel (geometrisch-mechanische Betrachtung). Dass der Ablenkungswinkel ψ keineswegs stets derselbe ist, wird man bei näherer Betrachtung der synoptischen Wind- und Luftdruckkarten dieses Buches alsbald bemerken; insbesondere wird sich dabei auch ergeben, dass die Windpfeile häufig den Isobaren genau parallel verlaufen, indem der Ablenkungswinkel den Betrag von 90° erreicht. Man vergl. z. B. auf Taf. VI (am Ende des Buches) die Wetterkarte vom 5. Dez. 1883, und auf Tafel VIII diejenige vom 21. Dez. 1884; in der letzterwähnten Karte folgt der ganze nördliche Luftstrom, welcher über die westlichen Küstengebiete Europa's hinstreicht, fast genau den Isobaren.

Es macht begreiflicher Weise einen eigenthümlichen Eindruck, die treibende Kraft vollkommen senkrecht zur Richtung der geradlinig bewegten Luftmassen wirken zu sehen, während man doch bei den Vorgängen des alltäglichen Lebens die Kraft im Rücken der Luftströmung zu suchen gewöhnt ist. Das Paradoxon wird aber verständlich, wenn man bedenkt, dass der geradlinige Luftstrom von der Trägheitskurve in analoger Weise abweicht, wie die gekrümmte Planetenbahn von der absoluten Trägheitsbahn: der geraden Linie. Man kann in der Vergleichung beider Vorgänge noch weiter gehen: Der in seiner gekrümmten Bahn gleichförmig fortschreitende Planet bewegt sich senkrecht zur Richtung der Centrakraft, weil derselbe

*) Theil (1) des barischen Windgesetzes trägt auch den Namen des Buys-Ballot'schen Gesetzes, und unzweifelhaft hat sich dieser vortreffliche holländische Physiker und Meteorologe um die Konstatirung des Zusammenhanges zwischen Luftbewegung und Druckvertheilung schon in den 1860er Jahren sehr verdient gemacht; die absolute Priorität ist indessen in diesem Falle, wie in vielen anderen, schwierig festzustellen (man vergl. Oesterr. Z. f. Met. Märzheft 1885).

**) Man sehe z. B. Tafel I, in welcher eine Wetterkarte von der nördlichen mit einer solchen von der südlichen Hemisphäre zusammengestellt ist.

keine wesentlichen Reibungswiderstände findet; anderenfalls würde er in Spirallinien der Sonne sich nähern. Ebenso wird ein gleichförmig fließender Luftstrom nur an solchen Stellen der Erdoberfläche um nahezu 90° vom Gradienten abweichen können, an denen die Reibung sehr gering, und die Komponente Γ_t somit im Vergleich zu Γ_n verschwindend klein ist; der Winkel ψ wird also auf dem Festlande im Allgemeinen weit kleiner sein, als auf dem Meere und an der Küste.

Beiläufig sei indessen darauf hingewiesen, dass die Analogie der beiden Vorgänge doch keine ganz vollständige ist. Offenbar kann eine gleichförmige und senkrecht zur Anziehungskraft des Centralkörpers erfolgende Planeten-Bewegung nicht durch letztere allein entstanden sein, denn aus dem Zustande der Ruhe würde der Planet infolge der Anziehungskraft immer nur in denjenigen der geradlinigen, der Kraft folgenden Bewegung übergehen können. Betrachten wir nun dementsprechend eine Luftdruckvertheilung mit geradlinigen, parallelen Isobaren als von vornherein gegeben und auf irgend eine Weise unterhalten, so wird offenbar die zu Anfang ruhende Luft im ersten Momente ebenfalls in der Richtung des Gradienten sich bewegen; diese Annahme harmonirt auch vollkommen mit unserer Auffassungsweise, denn so lange die Geschwindigkeit noch sehr gering ist, hat die Komponente Γ_n noch einen sehr kleinen Werth und ebenso derjenige Theil der Komponente Γ_t , welcher den Reibungswiderstand überwindet; da aber die Geschwindigkeit sehr schnell anwächst, so ist trotzdem Γ_t im Verhältniss zu Γ_n sehr gross, indem der ganze Gradient Γ zuerst nichts Anderes zu leisten hat, als die Bewegung der Lufttheilchen zu beschleunigen; diesem Zustande entspricht aber nach Figur 28 ein sehr kleiner Werth des Ablenkungswinkels ψ . Als bald realisirt sich aber bis zu einem gewissen Grade die Tendenz der Luft, in dem Trägheitskreise zu fließen,*) und in einem späteren Stadium ist deswegen mit der Geschwindigkeit auch die Komponente Γ_n viel grösser geworden, Γ_t aber kleiner, indem zwar der Reibungswiderstand wächst, die Beschleunigung der Bewegung aber schnell abnimmt; damit hat ψ einen beträchtlichen Werth erlangt. Das schliessliche Resultat wird aber darin bestehen, dass die Geschwindigkeit ein Maximum erreicht, und somit die Komponente Γ_t nur noch der Reibungswiderstände halber vorhanden

*) Die Richtung der Trägheitsbahn weicht also jetzt von derjenigen der Kraft ab, was bei dem ursprünglich ruhend gedachten Planeten nicht der Fall ist.

ist; jetzt strömt die Luft gleichförmig und geradlinig und schneidet die Isobaren unter einem Winkel ($90^\circ - \psi$), welcher um so kleiner ist, je geringer die Reibungswiderstände sind. Fehlen letztere gänzlich, so fällt schliesslich die Luftströmung in die Richtung der Isobaren, so dass jetzt der Lufttransport an sich zur Ausgleichung des Luftdruckunterschiedes gar nicht mehr beiträgt. Durch die Erdrotation wird somit die Luft verhindert, irgendwie entstandene Luftdruckdifferenzen auf dem geradesten Wege: durch das Fortströmen in der Richtung des Gradienten, wieder auszugleichen; sind Reibungswiderstände vorhanden, so findet zwar stets ein Einströmen nach der Seite des niederen Luftdruckes statt, doch kann jedes Lufttheilchen nur auf einem grossen Umwege seinem Ziele: dem Gebiete niedrigen Luftdruckes, sich nähern. Begreiflicherweise wird also die Fortdauer der Luftströmungen durch die Erdrotation in hohem Grade begünstigt. In der Nähe des Aequators wird dieses Moment unwirksam, indem dort der Trägheitskreis in eine gerade Linie übergeht; ist dort auf irgend eine Weise, eine Stelle mit niedrigerem Luftdruck entstanden, so werden die vorher ruhenden Lufttheilchen demselben geradlinig sich nähern (wie der anfangs ruhende Planet dem Centalkörper) und dadurch eine schnelle Vernichtung des Attraktionscentrums herbeiführen. Dementsprechend fehlen die grösseren Luftwirbel in der Nähe des Aequators gänzlich.

Als allgemeines Resultat vorstehender Betrachtungen kann hervorgehoben werden:

- 1) Der Ablenkungswinkel ist in hohem Grade abhängig von den Reibungswiderständen; derselbe wird kleiner, wenn letztere wachsen.
- 2) Der Ablenkungswinkel ist eine Funktion der geographischen Breite, indem er *ceteris paribus* mit der Annäherung an den Aequator kleiner und kleiner wird.*)

Eine augenfällige Bestätigung des ersten Satzes liefert die Karte vom 5. Dez. 1883 (Tafel VI): die Beobachtungen sämtlicher Küstenstationen der Ostsee verrathen die Existenz einer breiten und intensiven Luftströmung aus N bis NNE, welche vollkommen den Isobaren folgt. Nach dem Betreten des deutschen

*) Nach Fig. 28 muss hiermit zugleich der Gradient kleiner werden; in der That ergeben die Beobachtungen für die Passatregionen einen Gradienten von nur 0,3 mm, während derselben Windstärke (= 4 der 12theiligen Skala) an der deutschen Küste ein Gradient von 1,9 mm entspricht.

Binnenlandes ändert aber die Luftströmung sogleich ihre Richtung und schneidet jetzt die Isobaren unter einem Winkel $90^\circ - \psi$, welcher durchschnittlich auf etwa 35° zu veranschlagen ist.

36. Die Grundgleichungen von Guldberg und Mohn. Bemühen wir uns nun, die Beziehung zwischen Luftdruck, Wind, Reibung etc. in eine etwas strengere Form zu bringen!

Um zunächst zu erfahren, wie gross die Kraft Γ_n ist, welche die aus Figur 28 ersichtliche Abweichung der Krümmung des Luftstromes von derjenigen der Trägheitskurve bedingt, braucht man offenbar nur beide Bewegungen als absolute aufzufassen und die Differenz der den beiden Krümmungen entsprechenden Centripetalkräfte hinzuschreiben; ist also R der Krümmungsradius der Luftströmung, R_i derjenige der Trägheitskurve, V die Geschwindigkeit des Windes, so wird $\Gamma_n = m \left(\frac{V^2}{R_i} - \frac{V^2}{R} \right)$; setzt man aber

hierin für R_i den in der Einleitung gefundenen Werth $R_i = \frac{V}{2\omega \sin \varphi}$, so ergibt sich:

$$1) \quad \Gamma_n = m \left(2V\omega \sin \varphi - \frac{V^2}{R} \right).$$

Nimmt man ferner mit Guldberg und Mohn bezüglich der Reibung an, dass deren Widerstand der Geschwindigkeit proportional und einer Kraft gleich zu erachten sei, welche bei kontinuierlicher Einwirkung auf einen Körper von der Masse m demselben in der Zeiteinheit die Beschleunigung kV ertheilen würde, so ergibt sich:

$$2) \quad \Gamma_t = m(kV + a).$$

Hierin bezeichnet a die Beschleunigung (Acceleration) des Luftstromes, k den Reibungskoeffizienten. Nach der Figur ist ferner:

$$3) \quad \Gamma_n = \Gamma \sin \psi; \quad \Gamma_t = \Gamma \cos \psi.$$

Γ bedeutet die Gradientkraft, welche auf die Masse m einwirkt; bezieht man — wie in der Physik gebräuchlich — die Gradientkraft auf die Flächeneinheit (1 Quadratmeter) und wählt somit als zu bewegende Luftmasse diejenige eines Cylinders von 1 Quadratmeter Querschnitt und 1 Meter Länge, dessen horizontale Axe in die Richtung des Gradienten fällt, so ist die in Betracht kommende Masse m gleich der „Dichtigkeit“ ρ (Masse der Volumeneinheit) und $\Gamma = \Delta p$ d. i. gleich der Differenz der Spannkraft, welche auf die beiden Endflächen des Cylinders wirken.

Es soll nun Γ durch den „barometrischen Gradienten“ G ausgedrückt werden; G ist die barometrische Differenz für eine horizontale Entfernung von 111 Kilometern; folglich hat die ent-

sprechende Differenz ΔB der Barometerstände an beiden Endflächen des Luftcylinders den Werth:

$$\Delta B = \frac{G}{111000}.$$

Da nun der Atmosphärendruck auf 1 Quadratmeter bei 760 mm Barometerstand $10333 \cdot g_{45}$ Kräfteinheiten beträgt,*) so ist offenbar:

$$\Delta p : 10333 \cdot g_{45} = \Delta B : 760.$$

Demnach
$$\Gamma = \Delta p = \Delta B \cdot \frac{10333 \cdot g_{45}}{760} = \frac{G \cdot 10333 \cdot g_{45}}{111000 \cdot 760}.$$

Zur Abkürzung setzen wir mit Guldberg und Mohn:

4)
$$\Gamma = \mu G, \text{ worin } \mu = g_{45} \cdot 0,00012237.$$

Die Gleichungen 1) und 2) sind hiernach, mit Berücksichtigung der Relationen 3), in folgender Weise zu schreiben:

$$5) \dots \dots \dots \left\{ \begin{array}{l} \frac{\mu}{\rho} G \sin \psi = 2 \omega \sin \varphi \cdot V - \frac{V^2}{R} \\ \frac{\mu}{\rho} G \cos \psi = k \cdot V + a. \end{array} \right.$$

Diese Gleichungen sind es, welche den bahnbrechenden Untersuchungen von Guldberg und Mohn hauptsächlich als Ausgangspunkt dienen.**) Auch andere Autoren haben sich, um auf dem schwierigen Gebiete der meteorologischen Dynamik wenigstens approximative Resultate gewinnen zu können, entweder unmittelbar dieser Gleichungen, oder der denselben zu Grunde liegenden vereinfachenden Annahmen bedient, welche zur richtigen Würdigung ihrer Tragweite hier noch einmal hervorgehoben werden mögen: Es wird angenommen, dass der Reibungswiderstand allein von einer ruhenden Fläche, z. B. von der Erdoberfläche, ausgeht (und der Windgeschwindigkeit proportional ist); es handelt sich also um eine Luftschicht, welche von benachbarten Schichten mit anderer Richtung und anderer Geschwindigkeit nicht merklich beeinflusst werde.

Ferner ist stets zu beachten, dass ausser diesen Gleichungen das Gesetz der Continuität erfüllt sein muss, nach welchem in

*) Hierbei ist natürlich vorausgesetzt, dass die in den Paragraphen 17 und 18 besprochene Korrektion wegen der Schwerenänderung mit Breite und Seehöhe ausgeführt sei.

***) Man vergleiche z. B. Oesterr. Zeitschrift XII, p. 258; eine formelle Abweichung besteht darin, dass der Krümmungsradius R — dem obigen Gange der Ableitung entsprechend — als positiv betrachtet wird, so lange der Sinn der Krümmung mit demjenigen der Trägheitskurve übereinstimmt.

irgend einem Luftstrome oder Stromfaden durch alle Querschnitte in gleichen Zeiten immer die gleiche Luftmenge hindurchtritt.

Da übrigens fast alle bisherigen Untersuchungen sich darauf beschränken, die Ablenkungskraft der Erdrotation innerhalb des kleinen, in Betracht gezogenen Gebietes der Erdoberfläche als konstant anzusehen, so empfiehlt es sich, die Gleichungen auch äusserlich noch zu vereinfachen, indem man setzt:

$$6) \quad 2\omega \sin \varphi = \lambda.$$

λ ist also dem Sinus der geographischen Breite proportional, und positiv auf der nördlichen, negativ auf der südlichen Hemisphäre.

37. Gleichförmige, geradlinige Strömungen am Grunde des Luftmeeres; Prüfung der Theorie an den Thatsachen. Da man es im Allgemeinen gleichhäufig mit anticyklonal und cyclonal gekrümmten, mit beschleunigten und verzögerten Luftbewegungen zu thun hat, so werden im Mittel einer grossen Anzahl blindlings herausgegriffener Fälle die Beziehungen zwischen Luftdruck und Luftbewegung bis zu einem gewissen Grade denjenigen nahekommen, welche für die geradlinige und gleichförmige Bewegung gültig sind; hierdurch erlangt die Untersuchung der letzteren — abgesehen von ihrer grösseren Einfachheit — noch eine besondere Bedeutung. Für diesen Fall ($R = \infty$) haben Guldberg und Mohn dem Ablenkungswinkel ψ das Symbol α gegeben und letzteren als normalen Ablenkungswinkel bezeichnet; somit lauten hier die Bewegungsgleichungen:

$$7) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\mu}{\rho} G \sin \alpha = \lambda V \\ \frac{\mu}{\rho} G \cos \alpha = k V, \end{array} \right.$$

woraus sich sogleich folgende Relationen ergeben:

$$8) \quad \tan \alpha = \frac{\lambda}{k},$$

$$9) \quad G = V \cdot \frac{\rho}{\mu} \sqrt{\lambda^2 + k^2} \quad \text{oder} \quad \frac{V}{G} = \frac{\mu}{\rho \sqrt{\lambda^2 + k^2}}.$$

Besonders einfach gestaltet sich hiernach der Ausdruck für den normalen Ablenkungswinkel α , namentlich auch insofern, als derselbe unabhängig ist von der Dichtigkeit ρ der Luft; somit kann man folgenden Satz aussprechen: Bei der geradlinigen, gleichförmigen Bewegung eines horizontalen Luftstromes ist die **Richtung** des Gradienten überall dieselbe, so dass die Isobaren aus geraden und parallelen Linien bestehen;

die Grösse des Gradienten ist dem Produkt aus Geschwindigkeit und Dichtigkeit der Luft proportional; die Isobaren eines geradlinigen und in allen seinen Theilen gleich schnell fliessenden Luftstromes werden also im Allgemeinen in der Gegend des höheren Luftdruckes etwas näher an einander liegen, als im Bereiche des niederen Druckes.

Es würde nun sehr wichtig sein, die theoretisch gewonnenen Relationen 8) und 9) an der Hand der Thatsachen zu verificiren.

Was zunächst Gl. 8) betrifft, so können leider die in den physikalischen Laboratorien angestellten Versuche über den hier in Frage kommenden Reibungskoeffizienten k keine Auskunft geben; eine theoretische Ermittlung des Ablenkungswinkels ist also nicht ausführbar. Man musste vielmehr umgekehrt verfahren und auf Grund der vielfach mit Hülfe der Wetterkarten gemessenen mittleren Ablenkungswinkel den Reibungskoeffizienten k zu bestimmen suchen, denn Gl. 8) lautet in anderer Form:

$$10) \quad k = \lambda \cotg \alpha = 2\omega \sin \varphi \cdot \cotg \alpha.$$

Hierbei wurden von Guldberg und Mohn folgende Resultate gewonnen:

	Breite	α	k .
Nordamerika (nach Loomis)	37°	42°	0,0000 803
Norwegen	" 61°	56°	845
London, Nottingham, Oxford, Brüssel } Paris	" 51°	61°	637
Brest, Scilly, Yarmouth, Pembroke } Holyhead	" 51°	77°	258
Atlant. Ocean (1804 Fälle)	15°—50°		351
" "	nahe dem Aequator		200

Unter diesen Bestimmungen erscheinen die dritte und vierte (welche von Clement Ley herrühren) ihrer Vergleichbarkeit wegen, besonders interessant, denn sie ergeben auf das Deutlichste schon für die Küstenstationen einen weit geringeren Reibungskoeffizienten, als für die Stationen des Binnenlandes. Als Grenzen für den Werth desselben haben Guldberg und Mohn hiernach angenommen: $k = 0,00002$ (für nicht stark bewegte Meeresoberflächen) und $k = 0,00012$ (für sehr unebene Binnenländer); die folgende, den Abhandlungen der mehrfach erwähnten Autoren entnommene Tabelle liefert innerhalb dieser Grenzen die Werthe des „normalen Ablenkungswinkels“ α für verschiedene Breiten und Reibungswiderstände, wie sie nach Gl. 8) sich ergeben.

		Reibungskoeffizient $k =$						
		0,00002	0,00004	0,00006	0,00008	0,00010	0,00012	
Ablenkungswinkel α	Breite φ	0,0°	0,0°	0,0°	0,0°	0,0°	0,0°	
		0°	0,0°	0,0°	0,0°	0,0°	0,0°	0,0°
		5°	32,4	17,6	12,0	9,0	7,3	6,0
		10°	51,7	32,3	22,9	17,6	14,2	11,9
		15°	62,1	43,3	32,2	25,3	20,7	17,5
		20°	68,2	51,3	39,7	32,0	26,5	22,6
		30°	74,7	61,2	50,6	42,4	36,1	31,3
		40°	78,0	66,9	57,4	49,5	43,2	38,0
		50°	79,8	70,3	61,8	54,4	48,2	43,0
		60°	81,0	72,4	64,6	57,7	51,6	46,5
		70°	81,7	73,7	66,4	59,7	53,9	48,8
	80°	82,1	74,4	67,3	60,9	55,2	50,1	
	90°	82,2	74,7	67,6	61,3	55,6	50,6	

Der normale Ablenkungswinkel nimmt also nur in der Nähe des Aequators mit wachsender Breite sehr schnell zu, indem z. B. bei einem mittleren Betrage der Reibung die Zunahme zwischen 0° und 15° schon ebenso gross ist, wie zwischen 15° und 90°; man begeht also nur einen kleinen Fehler, wenn man in den gemässigten und polaren Zonen die geographische Breite φ (also auch λ) als konstant betrachtet. Schon aus diesem Grunde beansprucht die vorstehende Tabelle ein gewisses Interesse, und bei vielen Untersuchungen wird dieselbe zur schnellen Orientierung von Nutzen sein; nur vergesse man nicht, dass der Begriff des normalen Ablenkungswinkels zunächst nur eine theoretische Bedeutung hat und eine gleichförmige, geradlinige Bewegung innerhalb einer isolirt zu denkenden Luftschicht voraussetzt.

Um nun aber die aus den Grundformeln sich ergebende höchst wichtige Beziehung zwischen der Grösse G des Gradienten und der Windgeschwindigkeit V auf Grund der meteorologischen Beobachtungen einer Prüfung zu unterwerfen, ist Nichts weiter erforderlich, als die erste der Formeln 7) in entsprechender Weise aufzulösen:

$$11) \quad \frac{V}{G} = \frac{\mu \sin \alpha}{\rho \lambda},$$

und die Grössen α , G und ρ in jedem einzelnen Falle festzustellen; hieraus ergibt sich ein theoretischer Werth V der Geschwindigkeit, welcher mit dem wirklich gemessenen verglichen werden kann. Guldberg und Mohn haben diese Untersuchung, mit Hülfe eleganter Methoden, für die Aufzeichnungen des registrierenden Anemometers zu Kew unter Benutzung der Barometer-Beobachtungen zu Kew und an 4 umliegenden Stationen zur Ausführung gebracht; um den Resultaten eine grössere Bedeutung zu verleihen, wurden durch die Berechnungsweise zahlreiche Beobachtungen mit

geradlinigen und parallelen Isobaren zusammengefasst, südwestliche und nordöstliche Windrichtungen indessen getrennt behandelt. Zur Berechnung der Dichtigkeit ρ (nach Formel 15) pag. 47 Fussnote) bedurfte es noch der Berücksichtigung der Temperatur τ und absoluten Feuchtigkeit e der Luft. Es ergab sich Folgendes:

Durch Beobachtung ermittelte Grössen:

	Bar. mm	e mm	τ	α	G	ρ	$V_{(Met.)}$	V/G
1. Windrichtg. SWzS:	757,9	6,8	8,1°	64°30'	2,72	0,125	8,57	3,15
2. " NEzN:	769,3	3,8	0,1	52°24'	1,82	0,132	8,49	4,67

Theoretisch berechnete Grössen:

	k	$V_{(Met.)}$	V/G
1. Windrichtung SWzS:	0,0000544	21,09	7,76
2. " NEzS:	0,0000879	11,59	6,38

Man erkennt alsbald, dass die Uebereinstimmung der von der Theorie geforderten Werthe für V mit den direkt gemessenen eine höchst mangelhafte ist; ganz besonders gilt dieses von dem ersten, auf die südwestlichen Winde sich beziehenden Beispiele, indem die Windgeschwindigkeit das $2\frac{1}{2}$ fache von derjenigen betragen sollte, welche wirklich durch die Instrumente ermittelt wurde. Die Abweichung ist viel zu gross, um sich vielleicht daraus erklären zu lassen, dass die Voraussetzungen einer geradlinigen und gleichförmigen Luftströmung nicht vollkommen erfüllt seien. Der Schlüssel zur richtigen Deutung des Fehlschlagens dieser Verifikation ergab sich aus einigen anderen analogen Versuchen, von denen der folgende wohl am entscheidendsten war. Am 13. Aug. 1876 um 8^h a. m. befand sich die norwegische Untersuchungs-expedition für das Nordmeer auf der Breite 64° 30', Länge 8° 17' E. von Greenwich, etwa 15 geographische Meilen von der norwegischen Küste entfernt. Der Wind war S 62° W; seine Geschwindigkeit wurde (unabhängig von der Bewegung des Schiffes, mit einem Robinson'schen Anemometer) 7 Meter über der Meeresfläche zu 17,2 Meter gemessen; nach den simultanen Beobachtungen zu Bronö und Christiansund ergab sich: $\alpha = 74^{\circ} 18'$, $k = 0,000037$, $G = 2,448$, somit $V/G = 7,02$; da auf dem Schiffe der Barometerstand 760,7 mm, der Dunstdruck 9,8 mm, die Temperatur 11° betrug, so ergibt die Gleichung 9): $V = 17,36$, $V/G = 7,09$. In diesem Falle lieferte also die Theorie ein vollkommen richtiges Resultat. Wir citiren nun (theilweise wörtlich) die Aeusserungen der Herren Guldberg und Mohn über das uns vorliegende Problem, dessen Wichtigkeit später noch deutlicher hervortreten wird.

„Diese Beispiele deuten an, dass die beobachteten Windgeschwindigkeiten auf Landstationen weit hinter den theoretischen zurückbleiben, dass sie sich diesen viel mehr nähern an Küstenstationen, und dass sie auf dem Meere mit ihnen fast ganz übereinstimmen. Ein solches Verhältnis darf keine Verwunderung erregen. Es ist bekannt genug, dass die Geschwindigkeit des Windes in der Regel wächst, je mehr man sich von der Oberfläche der Erde entfernt Die geringere Geschwindigkeit des Windes auf Land- und Küstenstationen im Verhältnisse zum Gradienten dürfte also darauf beruhen, dass die Bewegung der Luftpartikel umso mehr gehindert wird, je näher sie der Oberfläche der Erde sind, und je rauher diese Oberfläche ist Alle unsere Anemometer befinden sich in einer mehr oder weniger hohen Uebergangszone, innerhalb welcher die Windgeschwindigkeit mit der Entfernung von der reibenden Erdoberfläche stetig wächst und erst allmähig in die Geschwindigkeit des grossen, von der Erdoberfläche nur mittelbar influencirten Luftstromes übergeht; letzterer ist es, welcher sich nach den, in den Gleichungen 8) und 9) enthaltenen Gesetzen bewegt. Während wir aber mit unseren Anemometern in der Regel nicht in die eigentliche Geschwindigkeit des grossen Luftstromes hinaufreichen können, werden doch unsere Windfahnen, auf freiem Orte angebracht, auf einer ebenen Strecke der Erdoberfläche seine Richtung zeigen können; die Uebergangszone hat die Bewegungsrichtung des Stromes, wird aber von der Erde zurückgehalten und von dem Strome mitgeschleppt. Es ist aus diesem Grunde, weshalb wir zur Bestimmung des Reibungskoefficienten uns ausschliesslich an die Richtung des Windes gehalten und nicht jene Formeln für die Bestimmung desselben angewendet haben, in welchen die Geschwindigkeit vorkommt.“

38. Gleichförmige, geradlinige Strömungen am Grunde des Luftmeeres, mit Berücksichtigung ihrer Beeinflussung durch die darüber lagernden Schichten. Müssen wir einerseits mit Freuden begrüßen, dass auf dem Meere, wo die Beeinflussung der Luftbewegung durch die Unterlage sich auf ein Minimum reducirt, die theoretisch gewonnenen Resultate sich auf das Beste zu bewähren scheinen, so muss andererseits die Erkenntniss, dass über der rauhen Landoberfläche selbst die bestkonstruirten Anemometer nur relative, in eminenter Weise lokal gefärbte Bestimmungen zu liefern vermögen, auf den eifrigen Meteorologen, welcher seine Wissenschaft gern zu einer messenden gestalten möchte, zu-

nächst sehr deprimirend wirken. In der That befinden wir uns ja in Bezug auf die Messung der Luftströme in einer ähnlichen Lage, wie ein Hydrograph, welcher zur Bestimmung der Geschwindigkeit eines Flusses seine Instrumente in einer Höhe von wenigen Zollen über dem Boden des Flusses aufstellen würde. Es erscheint durchaus nöthwendig, hierauf nachdrücklich aufmerksam zu machen, theils um vor einer Ueberschätzung der Bedeutung unserer Messungen der Windgeschwindigkeit zu warnen, theils aber auch deswegen, weil eine ganze Anzahl eigenthümlicher periodischer Erscheinungen gerade in der Sonderstellung, welche die untersten Schichten der Atmosphäre einnehmen, schon ihre Erklärung findet; in der dritten Abtheilung wird hiervon des Weiteren die Rede sein. Hier möge indessen erwähnt werden, dass es unter diesen Erscheinungen solche giebt, welche bis zu einem gewissen Grade der im Vorstehenden erörterten Guldberg-Mohn'schen Auffassung widersprechen, indem sie z. B. Zeugniß ablegen für eine nicht unbeträchtliche Aenderung der Richtung der Luftbewegung innerhalb der Uebergangszone; und diese Schlussfolgerung wird durch direkte Beobachtung bestätigt, denn die Zugrichtung selbst der untersten Wolkenschichten stimmt mit derjenigen des Unterwindes in der Regel nicht überein, sondern pflegt auf der nördlichen Hemisphäre nach rechts, auf der südlichen nach links von letzterer abzuweichen (so dass z. B. bei uns die unteren Wolken aus WSW oder W ziehen, wenn die Windfahnen SW-Wind anzeigen; — man vergl. unten § 54). Hiernach will es uns scheinen, als ob für diejenige Luftschicht, deren Geschwindigkeit und Richtung von unseren Wind-Instrumenten gemessen wird, doch eine etwas grössere Selbständigkeit in Anspruch zu nehmen sei, als Guldberg und Mohn zuzulassen geneigt sind. Da ausserdem das ganze praktische Leben und Weben des Menschen, und überdies wahrscheinlich manche tiefeinschneidende meteorologische Vorgänge (z. B. die Gewitter) innerhalb der unteren Luftschicht ihren Verlauf nehmen, so dürfte es zweckmässig sein, die untersten Schichten der Atmosphäre gewissermassen in einer besonderen Meteorologie zu betrachten. Hier handelt es sich zunächst um die Mechanik derselben.

Streng genommen, haben wir es ja in der Atmosphäre mit einer unendlich grossen Zahl sehr dünner Schichten zu thun, welche hinsichtlich der Geschwindigkeit und Richtung sämmtlich von einander verschieden sind. Um aber schnell wenigstens ein approximatives Resultat erzielen zu können, möge es gestattet sein, zunächst nur 3 Hauptschichten zu unterscheiden, von denen sich die

gramm vervollständigt. — Die Gradientkraft Γ kann natürlich auch jetzt wieder (wie in Fig. 28 und 29) in die beiden Komponenten Γ_n und Γ_t , normal und tangential zum Luftstrom, zerlegt werden, indessen ist weder Γ_t einfach gleich der Differenz $\Gamma_g - \Gamma_m$, noch fällt Γ_n mit Γ_w zusammen; man hat vielmehr die Relationen:

$$12) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Gamma_n = \Gamma_w + \Gamma_m \sin \varepsilon \\ \Gamma_t = \Gamma_g - \Gamma_m \cos \varepsilon. \end{array} \right.$$

Die Grössen ε und Γ_m können leicht angegeben werden. Bezeichnet man nämlich mit f den Reibungskoeffizienten der mittleren gegen die Grundsicht, so ist offenbar $f(V_m \cos \beta - V)$ der Einfluss der Mittelschicht auf die untere in der Richtung der letzteren, $fV_m \sin \beta$ aber die Komponente dieses Einflusses in der Richtung normal zur Strömung, so dass die vorstehenden Gleichungen 12) auch in folgender Weise geschrieben werden können:

$$13) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Gamma_n = \Gamma_w + \varrho f V_m \sin \beta \\ \Gamma_t = \Gamma_g - \varrho f (V_m \cos \beta - V). \end{array} \right.$$

Vergleicht man aber beide Formen, so ergibt sich aus den letzten Gliedern:

$$14) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Gamma_m \sin \varepsilon = \varrho f V_m \sin \beta \\ \Gamma_m \cos \varepsilon = \varrho f (V_m \cos \beta - V), \end{array} \right.$$

und hieraus beiläufig:

$$15) \quad \operatorname{tg} \varepsilon = \frac{V_m \sin \beta}{V_m \cos \beta - V}; \quad \Gamma_m = \varrho f \sqrt{V_m^2 + V^2 - 2V_m \cdot V \cos \beta}$$

(nach bekanntem trigonometrischen Satze ist die Wurzelgrösse gleich der Linie \overline{bs} , wie es sein muss, da letztere die relative Geschwindigkeit der Mittel- gegen die Grundsicht darstellt).

Substituiert man in 13) für Γ_n , Γ_t , Γ_w und Γ_g die bekannten Ausdrücke [man vergl. 3) und 4)], so erhält man schliesslich:

$$16) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\mu}{\varrho} G \sin \alpha = \lambda V + f V_m \sin \beta \\ \frac{\mu}{\varrho} G \cos \alpha = KV - f(V_m \cos \beta - V). \end{array} \right.$$

Diese Gleichungen entsprechen vollkommen den Guldberg-Mohn'schen Gleichungen 7); für den Fall $\beta = 0$, welcher sich auf die vorher betrachtete Fig. 29 bezieht, werden die ersten Gleichungen identisch, so dass die rechten Seiten der zweiten Gleichungen alsdann ohne Weiteres mit einander verglichen werden können; dabei ergibt sich: $k = K - f\left(\frac{V_m}{V} - 1\right)$, welcher Ausdruck bestätigt, dass bei gleicher Richtung der Mittel- und Grundsicht unser Koeffizient K grösser ist als k , solange V_m grösser ist als V .

Um aber die Gleichungen 16) noch zur Beantwortung anderer Fragen benutzen zu können, empfiehlt es sich, dieselben dadurch umzugestalten, dass man durch die Relation $\beta = A - \alpha$ den Ablenkungswinkel A der Mittelschicht einführt; zunächst ergibt sich:

$$\begin{cases} \frac{\mu}{\rho} G \sin \alpha = \lambda V + f V_m (\sin A \cos \alpha - \cos A \sin \alpha) \\ \frac{\mu}{\rho} G \cos \alpha = KV - f V_m (\cos A \cos \alpha + \sin A \sin \alpha) + f V. \end{cases}$$

• Diese Gleichungen aber gehen dadurch, dass man erstens: nach Multiplikation der ersten mit $\cos \alpha$ und der zweiten mit $\sin \alpha$, die erste von der zweiten subtrahirt; und zweitens: nach Multiplikation der ersten mit $\sin \alpha$ und der zweiten mit $\cos \alpha$, beide Gleichungen addirt, in das folgende Paar von Gleichungen über:

$$17) \quad \begin{cases} V([K+f] \sin \alpha - \lambda \cos \alpha) = f V_m \sin A \\ V([K+f] \cos \alpha + \lambda \sin \alpha) = f V_m \cos A + \frac{\mu}{\rho} G. \end{cases}$$

Durch Projektion aller drei Gradient-Komponenten auf die Richtungen des Gradienten und der Isobaren hätte man diese mit 16) äquivalenten Gleichungen auch unmittelbar aufstellen können. Ihre Bedeutung besteht darin, dass man dieselben leicht nach der Geschwindigkeit V und dem Ablenkungswinkel α der Grundsicht auflösen kann. Dividirt man nämlich zunächst die erste Gleichung durch die zweite, und alsdann in der linken Seite des Resultates Zähler und Nenner durch $\cos \alpha$, so ergibt sich nach einigen Umformungen:

$$18) \quad \tan \alpha = \frac{\lambda \frac{\mu}{\rho} G + f V_m (K \sin A + \lambda \cos A) + f^2 V_m \sin A}{(K+f) \frac{\mu}{\rho} G + f V_m (K \cos A - \lambda \sin A) + f^2 V_m \cos A}.$$

Quadrirt man ferner beide Gleichungen 17), so eliminirt man bei Addition den Winkel α und gelangt zu dem Ausdrucke:

$$19) \quad V^2 = \frac{\frac{\mu^2}{\rho^2} G^2 + 2f \frac{\mu}{\rho} G V_m \cos A + f^2 V_m^2}{(K+f)^2 + \lambda^2}.$$

(Wie es sein muss, fallen für $f=0$ die Gleichungen 18) und 19) mit 8) und 9) zusammen, indem alsdann K mit k identisch wird.)

Die höchst wichtige Frage: Wie ändern sich in der Grundsicht (bei konstantem Gradienten) die Geschwindigkeit V und der Ablenkungswinkel α , wenn der Reibungskoeffizient f zwischen Mittel- und Grundsicht sich ändert?

muss in vorstehenden Gleichungen ihre Beantwortung finden. Leider sind aber diese Gleichungen nicht so leicht zum Spruch zu bringen, wie man erwarten sollte. Indem wir die fernere Entwicklung der vorliegenden Probleme der Zukunft überlassen, soll hier nur mitgetheilt werden, dass die Bedingung dafür, dass $\tan \alpha$ mit wachsendem f zunehme, in der folgenden Ungleichung besteht:*)

$$20) \quad V_m > \frac{\lambda}{\frac{\mu}{\rho} G \sin A} V^2.$$

In Bezug auf eine Vergrößerung des Ablenkungswinkels α durch ein Anwachsen des Reibungskoeffizienten f kann also ein grosser Werth des Ablenkungswinkels A der Mittelschicht gewissermaassen vikariirend für einen grossen Unterschied $V_m - V$ der Geschwindigkeiten eintreten; denn je grösser A (zwischen 0 und 90°) desto kleiner kann V_m sein, ohne dass vorstehende Ungleichung verschwindet.

Jetzt möge noch untersucht werden, wie diese Bedingung 20) für den speciellen Fall sich gestaltet, dass die Strömungen der Grund- und Mittelschicht von vornherein gleiche Richtung haben,

*) $\tan \alpha$, als Funktion von f betrachtet, nimmt mit wachsendem f zu, so lange $\frac{\partial \tan \alpha}{\partial f}$ positiv ist. Um diesen Differentialquotienten zu bilden, setzen wir:

$$\tan \alpha = \frac{Z}{N},$$

worin Z den Zähler, N den Nenner des Ausdruckes 18) bedeutet. Hieraus folgt:

$$\frac{\partial \tan \alpha}{\partial f} = \frac{N \frac{\partial Z}{\partial f} - Z \frac{\partial N}{\partial f}}{N^2} = \frac{Z'}{N^2}.$$

Somit ist das Vorzeichen von $Z' = N \frac{\partial Z}{\partial f} - Z \frac{\partial N}{\partial f}$ maassgebend für das Vorzeichen des ganzen Differentialquotienten. Durch elementare, wenn auch etwas umständliche Manipulationen findet man:

$$\frac{Z'}{(K+f)^2 + \lambda^2} = \sin A \cdot V_m \cdot \frac{\mu}{\rho} G - \lambda \frac{\left(\frac{\mu}{\rho} G\right)^2 + 2fV_m \frac{\mu}{\rho} G \cos A + f^2 V_m^2}{(K+f)^2 + \lambda^2}.$$

Der Faktor von λ ist aber nach 19) nichts Anderes als V^2 , und da Z' durch eine positive Grösse dividirt ist, so reducirt sich die Bedingung: $Z' > 0$ auf die folgende:

$$\sin A \cdot V_m \cdot \frac{\mu}{\rho} G - \lambda V^2 > 0, \quad \text{oder:} \quad V_m > \frac{\lambda}{\frac{\mu}{\rho} G \sin A} V^2,$$

wie oben angegeben.

d. h. dass $\alpha = A$ sei. Ersetzt man dementsprechend in 18) $\tan \alpha$ durch $\frac{\sin A}{\cos A}$, so gelangt man sehr leicht zu folgendem Ausdrucke:

$$(K + f) \sin A - \lambda \cos A = f V_m \frac{\lambda}{\frac{\mu}{\rho} G}.$$

Die linke Seite kann mit Hülfe der ersten der Gleichungen 17) (nach Substitution von α durch A) vereinfacht werden; hierbei fällt f ganz aus der Rechnung heraus, und man erhält dafür, dass $\alpha = A$ sei, die einfache Bedingung:

$$21) \quad [\sin \alpha =] \sin A = V \frac{\lambda}{\frac{\mu}{\rho} G};$$

Wird aber dieser Werth von $\sin A$ in 20) eingeführt, so reducirt sich diese Ungleichung auf die folgende:*)

$$V_m > V,$$

d. h.: Damit der Ablenkungswinkel α der Grundsicht durch Zunahme des Reibungskoefficienten f sich vergrössere, bedarf es keineswegs eines Ablenkungswinkels A der Mittelschicht, welcher grösser ist als α ; sind α und A ursprünglich einander gleich, so wird α mit wachsendem f zunehmen, sobald die Geschwindigkeit V der Grundsicht von derjenigen der darüberfliessenden Mittelschicht übertroffen wird.

Der Inhalt des vorstehenden Paragraphen ist nur als der erste rohe Versuch zu einer rationellen Behandlung der Bewegungsprobleme der untersten Schichten unserer Atmosphäre zu betrachten; da derselbe dessenungeachtet nicht als fruchtlos bezeichnet werden kann, so erscheint ein weiterer Ausbau derselben, oder einer analogen Methode, sehr wünschenswerth und lohnend. Namentlich würde es wichtig sein, die beschränkenden Voraussetzungen einer gleichförmigen und geradlinigen Bewegung abzustreifen, wodurch die Behandlung specieller Probleme z. B. desjenigen der Wirbelbewegungen, wahrscheinlich gar nicht in unüberwindlicher Weise gesteigert werden würde.

Für die nächsten 7 Paragraphen, welche sämmtlich der Untersuchung der atmosphärischen Wirbel gewidmet sind, kehren wir zu denjenigen einfachen Voraussetzungen wieder zurück, welche den Guldberg-Mohn'schen Gleichungen 5), pag. 119, zu Grunde liegen. Letztere könnten uns deshalb als Basis der folgenden

*) Die obige Diskussion des Ausdruckes 18) für $\tan \alpha$ rührt von Herrn Stud. Max Dinklage her.

Erörterungen dienen; einfacher und durchsichtiger gestaltet sich indessen im vorliegenden Falle die Untersuchung, wenn die beteiligten Kräfte nicht durch die Normal- und Tangential-Beschleunigung, sondern durch die radiale und transversale Komponente derselben dargestellt werden. Die Resultate dieser Darstellung sind so einfach, dass dieselben auch ohne die Verfolgung der zu ihrer Ableitung erforderlichen Deduktionen verständlich sind, weshalb die Beachtung derselben nicht dringend genug empfohlen werden kann (§ 40 etc.).

39. Die hydrodynamischen Grundgleichungen für die Bewegung der Luft auf der rotirenden Erdoberfläche (unter Berücksichtigung der Reibung). Mit der rein theoretischen Untersuchung der atmosphärischen Strömungen haben sich besonders Ferrel, Guldberg und Mohn, Oberbeck und Marchi beschäftigt; grösstentheils beschränkten sich diese Forscher auf die Betrachtung der horizontalen Bewegungskomponente in den untersten Schichten der Atmosphäre, und von allen (ausser Ferrel) wurde deshalb der Reibungswiderstand als eine der Bewegung entgegengerichtete, der Geschwindigkeit proportionale Kraft angesehen. Diese Annahme kann in den folgenden Auseinandersetzungen beibehalten werden, da Ferrel für den Reibungswiderstand nur allgemeine Ausdrücke einführt, und denselben später grösstentheils vernachlässigt. Zur Erleichterung der Rechnungen wird ferner (besonders von Guldberg-Mohn und Oberbeck) die Luft als eine inkompressible Flüssigkeit behandelt; diese Beschränkung der Allgemein-Gültigkeit soll hier nicht von vornherein eingeführt werden, vielmehr soll es unser Bestreben sein, auch ohne dieselbe zunächst einige allgemeine Resultate abzuleiten, an welche sich später die Besprechung der von den oben genannten Gelehrten gewonnenen Theoreme leicht wird anknüpfen lassen.

Bezeichnet man, wie bisher,

- mit V die horizontale Geschwindigkeit der Lufttheilchen,
- „ u und v die Komponenten dieser Geschwindigkeit in der Richtung der rechtwinkligen Koordinaten x und y ,
- „ k den Reibungskoeffizienten,
- „ λ den Ausdruck $2\omega \sin \varphi$,
- „ ρ die Dichtigkeit oder spezifische Masse der Luft,
- „ P den Luftdruck,
- „ t die Zeit,

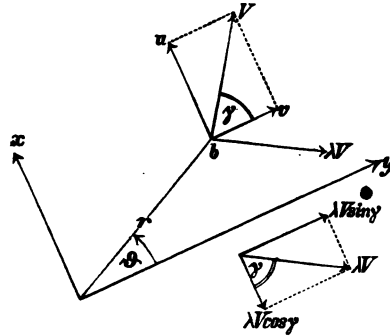
so lauten die Grundgleichungen:

$$1) \quad \dots \quad \begin{cases} \frac{du}{dt} = -\lambda v - ku - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \\ \frac{dv}{dt} = \lambda u - kv - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \end{cases}$$

Dieselben sprechen aus, dass die Komponenten $\frac{du}{dt}$ und $\frac{dv}{dt}$ der Be-

schleunigung den entsprechenden Komponenten der beschleunigenden Kräfte gleich sind. Beispielsweise repräsentirt die Erdrotation eine beschleunigende Kraft λV , welche (auf der nördlichen Hemisphäre) von dem betrachteten Punkte b aus senkrecht zu V nach rechts gerichtet ist; die Nebenfigur rechts unten lässt erkennen, dass ihre Komponenten parallel den Axen x und y die Werthe $-\lambda V \cos \gamma$ und $\lambda V \sin \gamma$ besitzen, welche aber mit Rücksicht auf $u = V \sin \gamma$ und $v = V \cos \gamma$ beziehungsweise durch $-\lambda v$ und λu ersetzt werden können.

Fig. 31.



Um unserem Endziele: der Untersuchung der Wirbelbewegungen, uns zu nähern, führen wir jetzt Polarkoordinaten ein und setzen zu dem Ende:

$$2) \dots \dots \dots \begin{cases} x = r \sin \vartheta \\ y = r \cos \vartheta. \end{cases}$$

Die Geschwindigkeitskomponenten u und v , welche durch $u = \frac{dx}{dt} \equiv x'$ und $v = \frac{dy}{dt} \equiv y'$ definit sind*), hat man dementsprechend in folgender Weise auszudrücken:

$$3) \dots \dots \dots \begin{cases} u = r' \sin \vartheta + r \vartheta' \cos \vartheta \\ v = r' \cos \vartheta - r \vartheta' \sin \vartheta; \end{cases}$$

Hieraus aber ergibt sich durch abermalige Differentiation nach der Zeit:

$$4) \begin{cases} \frac{du}{dt} = [r'' - r (\vartheta')^2] \sin \vartheta + (2r' \vartheta' + r \vartheta'') \cos \vartheta \\ \frac{dv}{dt} = [r'' - r (\vartheta')^2] \cos \vartheta - (2r' \vartheta' + r \vartheta'') \sin \vartheta. \end{cases}$$

Substituirt man die Ausdrücke 3) und 4) in die Grundgleichungen 1), so gehen dieselben über in:

$$5) \dots \dots \dots \begin{cases} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = Q_1 \sin \vartheta + Q_2 \cos \vartheta \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = Q_1 \cos \vartheta - Q_2 \sin \vartheta, \end{cases}$$

worin Q_1 und Q_2 folgende Bedeutung haben:

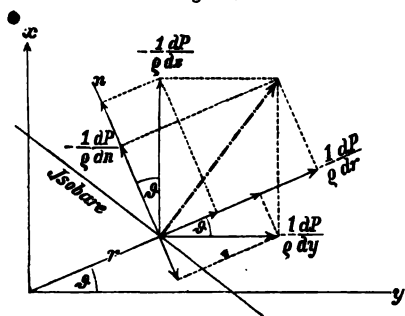
$$6) \dots \dots \dots \begin{cases} Q_1 = r'' - r (\vartheta')^2 - \lambda r \vartheta' + k r' \\ Q_2 = 2r' \vartheta' + r \vartheta'' + \lambda r' + k r \vartheta'. \end{cases}$$

*) Die Differentiation nach der Zeit soll — wie vielfach gebräuchlich — durch den Index rechts oben angedeutet werden; z. B.: $\frac{d^2 r}{dt^2} = r''$.

Die Gleichungen 5) können leicht nach Q_1 und Q_2 aufgelöst werden; man hat nur nöthig, dieselben zu addiren, nachdem sie beziehungsweise zunächst mit $\sin \vartheta$ und $\cos \vartheta$, und dann mit $\cos \vartheta$ und $-\sin \vartheta$ multiplicirt waren. Hierbei ergibt sich:

$$5') \quad \dots \quad \begin{cases} Q_1 = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P}{\partial x} \sin \vartheta + \frac{\partial P}{\partial y} \cos \vartheta \right) \\ Q_2 = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P}{\partial x} \cos \vartheta - \frac{\partial P}{\partial y} \sin \vartheta \right). \end{cases}$$

Fig. 32.



In diesen, mit 5) gleichwerthigen Gleichungen können die rechten Seiten kürzer geschrieben, nämlich beziehungsweise durch $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}$ und $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n}$ ersetzt werden, was sich unmittelbar aus der Betrachtung der nebenstehenden Fig. 32 ergibt; n bezeichnet die Richtung normal zum Radiusvektor, im Sinne des wachsenden Winkels ϑ .

Substituirt man in 5) diese Ausdrücke, und für die Symbole Q_1 und Q_2 ihre in 6) verzeichneten Werthe, so ist die Transformation der Grundgleichungen in Polarkoordinaten vollendet; es resultirt:

$$7) \quad \dots \quad \begin{cases} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = r'' - r(\vartheta')^2 - \lambda r \vartheta' + k r' \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} = 2r' \vartheta' + r \vartheta'' + \lambda r' + k r \vartheta'. \end{cases}$$

40. Die unveränderlichen stationären Windsysteme mit kreisförmigen concentrischen Isobaren. In solchen Windsystemen ist der Luftdruck allein eine Funktion des Radiusvektors r ; somit hat $\frac{\partial P}{\partial n}$ den Werth Null, und die Grundgleichungen 7) reduciren sich auf die folgenden:

$$8) \quad \dots \quad \begin{cases} \text{a) } \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -r'' + r(\vartheta')^2 + \lambda r \vartheta' - k r' \\ \text{b) } 0 = 2r' \vartheta' + r \vartheta'' + \lambda r' + k r \vartheta'. \end{cases}$$

Man findet diese wichtigen Gleichungen beispielsweise an der Spitze von Ferrel's „Meteorological Researches, part II: On Cyclones, Tornadoes and Waterspouts“; um den Inhalt derselben deutlicher hervortreten zu lassen, schreiben wir dieselben noch in einer etwas abweichenden Form, indem wir — mit besonderer Rücksicht auf die Theorie der Cyklonen — für die beiden

Geschwindigkeitskomponenten: in der Richtung zum Centrum, und senkrecht dazu, im Sinne des wachsenden Winkels ϑ (Fig. 31) besondere Symbole einführen; wir setzen also:

$$9) \dots \dots \dots \begin{cases} -r' = V_g \\ r\vartheta' = V_i. \end{cases}$$

Nach der zweiten dieser Definitionsgleichungen ist

$$\frac{dV_i}{dt} = \frac{d(r\vartheta')}{dt} = r\vartheta'' + r'\vartheta',$$

Demnach

$$10) \quad r\vartheta'' = \frac{dV_i}{dt} - r'\vartheta'.$$

Substituiert man 9) und 10) in 8), so nehmen diese Grundgleichungen die folgende Gestalt an:

$$8) \dots \begin{cases} a) \quad \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = \frac{dV_g}{dt} + \frac{V_i^2}{r} + \lambda V_i + k V_g \\ b) \quad 0 = \frac{dV_i}{dt} - \frac{V_g V_i}{r} - \lambda V_g + k V_i, \end{cases}$$

und nun ist namentlich die Bedeutung der ersten Gleichung sehr leicht zu erkennen. Da nämlich $\frac{dP}{dr}$, wenn es positiv ist, für den Fall der Cyclone die Gradientkraft darstellt, so erfahren wir aus der ersten Gleichung in bündiger Weise, worin die Aufgaben dieser Kraft bestehen; dieselbe hat nämlich:

- 1) die Geschwindigkeit der radialen Bewegung zu vergrößern;
- 2) der Centrifugalkraft nach Maassgabe der Geschwindigkeitskomponente V_i und des Krümmungsradius r das Gleichgewicht zu halten;
- 3) die ablenkende Kraft der Erdrotation nach Maassgabe derselben Geschwindigkeitskomponente V_i zu äquilibriren;
- 4) die der radialen Geschwindigkeitskomponente V_g entsprechende Reibung zu überwinden.

Nehmen wir beispielsweise an, die Luft bewege sich (bei einem Abstände r vom Centrum) in einem barometrischen Maximum mit derselben Geschwindigkeit und unter derselben Neigung zu den Isobaren nach aussen, wie in einer Depression nach innen! (Fig. 33); in beiden Fällen sei die Bewegung gleichförmig ($\frac{dV_g}{dt} = 0$). Alsdann

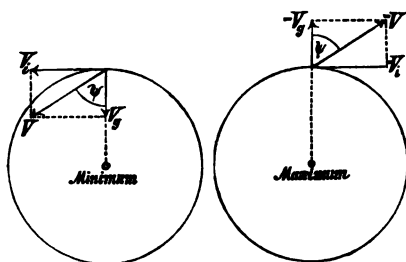


Fig. 33.

sind für die Depression sämtliche 3 Glieder auf der rechten Seite von 8'a) positive Grössen, so dass $\frac{dP}{dr}$ jedenfalls einen positiven Werth haben muss (einer nach innen gerichteten Gradientkraft entsprechend). Bei dem Maximum

verhält es sich indessen anders; zwar sind die Glieder λV_i und kV_g negativ, das zweite aber: $\frac{1}{r} V_i^2$, ist hier wie dort positiv; der Gradient wird also innerhalb des anticyklonalen Windsystems im Allgemeinen nach aussen gerichtet sein, seine Grösse wird aber bei gleicher Windgeschwindigkeit geringer sein, als bei dem Wirbel mit einströmender Luftbewegung. In dem besonderen Falle, dass die Windbahnen den Isobaren parallel verlaufen, ist die Richtigkeit dieses Resultates unmittelbar zu erkennen, indem sich alsdann die stärkere Abweichung der cyklonalen Luftbewegung von der Trägheitskurve als der wahre Grund dieser Erscheinung ergibt. Die Gleichung 8'a) gestattet aber auch für jeden anderen Ablenkungswinkel eine einfache und strenge numerische Berechnung der Gradientkraft.*) Hierbei erscheint besonders interessant, dass die radiale Geschwindigkeitskomponente V_g den Gradienten nur insofern beeinflusst, als Reibungswiderstände vorhanden sind. Wo man berechtigt ist, letztere als verschwindend klein zu betrachten ($k=0$ zu setzen), wird somit die wirkliche Windgeschwindigkeit V bei ein und derselben Grösse des Gradienten sehr verschiedene Werthe annehmen können, je nachdem r' , oder — was auf dasselbe hinauskommt — der Ablenkungswinkel ψ variirt; denn diese Bestimmungsstücke der Luftbewegung sind analytisch in folgender Weise zu definiren:

$$11) \quad V = \sqrt{V_g^2 + V_i^2} = \sqrt{(r')^2 + (r\mathcal{G}')^2}$$

$$12) \quad \text{tang } \psi = \frac{V_i}{V_g} = -\frac{r\mathcal{G}'}{r'},$$

was aus Fig. 33 ohne Weiteres ersichtlich ist.

Um nun die Bedeutung der Gleichung 8b) zu erkennen, beachte man, dass

$$13) \quad S = \frac{1}{2} r \cdot V_i = \frac{1}{2} r^2 \mathcal{G}'$$

die Sektoren- oder Flächengeschwindigkeit des Luftpartikelchens darstellt; hieraus ergibt sich bei Differentiation nach t :

$$14) \quad 2S' = 2rr'\mathcal{G}' + r^2\mathcal{G}''.$$

Multiplircirt man aber Glg. 8b) mit r , so geht dieselbe über in:

$$2rr'\mathcal{G}' + r^2\mathcal{G}'' + \lambda rr' + kr^2\mathcal{G}' = 0,$$

und kann nun mit Rücksicht auf 13) und 14) geschrieben werden:

$$15) \quad 2S' = -\frac{\lambda}{2} \frac{d(r^2)}{dt} - 2kS \quad [\text{identisch mit 8b)].}$$

In dieser Form möge die Gleichung 8b) zunächst auf einige specielle Fälle angewandt werden.

*) $\frac{dP}{dr}$ ist identisch mit der oben (pag. 119) mit Γ bezeichneten Grösse;

für die numerische Auswerthung kann man also auch setzen: $\frac{dP}{dr} = \mu G$, wenn G den Gradienten nach der in der Meteorologie gebräuchlichen Definition bezeichnet.

Erster Specialfall: Der Luftwirbel befinde sich in unmittelbarer Nähe des Aequators; ausserdem sei die Reibung verschwindend klein. Da alsdann λ und k gleich Null sind, so ergibt sich aus 15) oder 8b) ohne Weiteres, dass S von der Zeit unabhängig ist; $S = \text{const.}$ bedeutet aber nach 13), dass die den Isobaren parallele Geschwindigkeitskomponente V_i mit dem Abstände r vom Centrum in ganz bestimmter Weise, nämlich nach dem sogenannten Flächensatze:

$$\text{A) } V_i [= r \mathcal{S}] = \frac{\text{const.}}{r}$$

sich verändert, also mit der Annäherung des Lufttheilchens an das Centrum grösser und grösser wird.

Das konstante Produkt $r \cdot V_i$ wird von Fall zu Fall variiren und kann für irgend einen bestimmten Wirbel durch eine einzige Messung von V_i in einem bestimmten Abstände vom Centrum ermittelt werden. Ist dieses gegeben, so ist V_i für jeden anderen Abstand r vollkommen gegeben.

Begreiflicher Weise ist aber hierdurch die gesammte Luftbewegung des Wirbels noch keineswegs vollständig bestimmt, denn unsere Grundgleichungen geben keinerlei Auskunft über das Verhalten der anderen, zum Centrum gerichteten Geschwindigkeitskomponente V_g oder $-r'$! Wovon wird diese Komponente abhängen? Da dieselbe das Heranrücken der Luftmassen an das Centrum charakterisirt, so wird sie einzig und allein durch die Kontinuitätsbedingungen bestimmt werden. Alle Lufttheilchen, welche sich in einem bestimmten Momente auf der Mantelfläche eines vertikalen, mit den Isobaren concentrischen Kreiscylinders von der Höhe h befinden, werden vermöge der radialen Bewegungskomponente zu einem anderen Zeitpunkt auf einem anderen concentrischen Cylinder angekommen sein, dessen Höhe im Allgemeinen ebenfalls nicht mehr dieselbe ist. Bezeichnet Q die Oberfläche des Cylinders von der Höhe h , so ist zur Wahrung der Kontinuität offenbar die Gleichung

$$Q V_g q = \text{const.}$$

zu erfüllen, welche ausspricht, dass durch jeden (cylinderförmigen) Querschnitt des Stromes in gleichen Zeiten die gleichen Massen hindurchtreten. Durch Einführung des Werthes $Q = 2r\pi h$ reducirt sich die Kontinuitätsbedingung auf folgende Relation:

$$16) \quad hr V_g q = \text{const.},$$

(welche, als allgemeingültig, durch arabische Ziffern bezeichnet ist).

Hieraus bestimmt sich V_g in unzweideutiger Weise, wenn h als Funktion von r gegeben ist. Offenbar wird nun aber die Art und Weise, in welcher die Höhe des Luftstromes mit der Annäherung an das Centrum sich ändert, durchaus nicht in allen Cyklonen dieselbe sein, sondern mit der Intensität und räumlichen Anordnung derjenigen physikalischen Faktoren, welche das Fortschaffen der Luft aus dem Centralraume bedingen, ganz erheblich variiren.

Zweiter Specialfall: Nähe des Aequators, mit Berücksichtigung der Reibung. In Gl. 15) ist nur $\lambda = 0$ zu setzen; hierbei ergibt sich durch Integration das Resultat:

$$B) \quad S = S_0 e^{-kt},$$

wo S_0 die Flächengeschwindigkeit im ursprünglichen Abstände r_0 und zur Zeit $t=0$ bezeichnet. Da e^{-kt} für $k > 0$ und $t > 0$ kleiner ist als 1, so erkennt man, dass die Flächengeschwindigkeit nicht mehr einen unveränderlichen Werth hat, sondern beispielsweise in einer Cyklone mit der Annäherung an das barometrische Minimum allmählig kleiner wird, so dass die Winkelgeschwindigkeit nicht mehr in demselben Maasse anwächst, wie bei Abwesenheit der Reibung; ausserdem ist aber S nicht mehr eine blosse Funktion des Radiusvektors, sondern kann als solche erst dargestellt werden, wenn r als Funktion von t , also das Gesetz der Annäherung der Luftmassen an das Centrum gegeben ist.

Dritter Specialfall: In einer beliebigen geographischen Breite φ werde die Reibung vernachlässigt. Für $k=0$ ergibt sich aus 15) die Gleichung:

$$C) \quad 2S = 2S_0 + \frac{\lambda}{2}(r_0^2 - r^2).$$

In diesem Falle ist also die Flächengeschwindigkeit wieder eine blosse Funktion des Radiusvektors, und zwar veranlasst die Erdrotation eine Vergrößerung der Sektorengeschwindigkeit mit der Annäherung an das Centrum, also ein stärkeres Anwachsen der Winkelgeschwindigkeit, als bei der absoluten Bewegung. (Auf der südlichen Hemisphäre wird λ negativ; indessen ist daselbst die ganze Rotationsbewegung eines Wirbels mit einströmender Luftbewegung als negativ zu bezeichnen, wenn dort die durch die Fig. 31 definirten Koordinaten beibehalten werden; der soeben angegebene Satz ist somit für die ganze Erdoberfläche gültig.)

Im allgemeinen Falle kann die Integral-Gleichung der Gl. 15) oder 8b) in folgender Weise geschrieben werden:

$$17) \quad 2S = 2S_0 + \frac{\lambda}{2}(r_0^2 - r^2) - 2kF^*,$$

*) Eine zweckmässigere Form des Integrals der Grundgleichung 15) [oder 8b)] hat Herr Dr. Schubert in Hamburg angegeben, nämlich:

$$S = e^{-kt} \left[S_0 - \frac{\lambda}{2} \int r e^{kt} dr \right].$$

Hieraus geht nun deutlich hervor, dass S (und hiermit auch die Komponente V_t) erst dann als Funktion des Radiusvektors dargestellt werden kann, wenn das Gesetz der Annäherung an das Centrum, d. h. die radiale Geschwindigkeitskomponente als Funktion von r , gegeben ist:

$$-\frac{dr}{dt} = f(r);$$

denn hieraus folgt: $t = -\int \frac{dr}{f(r)}$, und nach Einführung dieses Ausdruckes kann die Integration vollständig ausgeführt werden.

indem mit F die seit dem ursprünglichen, durch S_0 und r_0 charakterisirten Zustande vom Radiusvektor beschriebene Fläche bezeichnet wird, also

$$F = \int_0^t S dt, \quad \text{oder: } S = \frac{dF}{dt}.$$

Hiernach wirken Erdrotation und Reibung in entgegengesetztem Sinne auf die Winkelgeschwindigkeit ein, und es scheint demnach, als sei es vielleicht gestattet, auch hinsichtlich der grossen atmosphärischen Wirbel allgemein das Gesetz der Flächen als maassgebend zu erachten.

Die korrekte Bestimmung der hierzu erforderlichen Bedingungen unterliegt indessen keinen Schwierigkeiten und führt zu bemerkenswerthen Resultaten. Auf jeden Fall muss die Luftbewegung die Gleichung 8b) erfüllen; sie genügt nach der Definition 14) dem Princip der Flächen ($dS/dt = S' = 0$) nur dann, wenn in dieser Gleichung die Summe der beiden ersten Glieder gleich Null ist; hierzu ist aber erforderlich, dass die Summe der beiden letzten Glieder = Null sei: $\lambda r' + krS' = 0$, oder

$$18) \quad -\frac{rS'}{r'} = \frac{V_i}{V_g} = \frac{\lambda}{k}.$$

Mit Rücksicht auf 10) kann aber diese Bedingung geschrieben werden:

$$18') \quad \text{tang } \psi = \frac{\lambda}{k} \quad [= \text{tang } \alpha, \text{ vergl. § 37}].$$

Da aber λ und k für das ganze Gebiet des Luftwirbels als konstant betrachtet werden, so kann man folgenden Satz aussprechen: Wenn in einem stationären und unveränderlichen atmosphärischen Wirbel trotz des Einflusses der Erdrotation und der Reibung das Princip der Flächen gültig bleiben soll, so muss jedes Lufttheilchen in einer logarithmischen Spirale sich bewegen, so zwar, dass die trigonometrische Tangente des konstanten Ablenkungswinkels gleich λ/k ist.

Diese nothwendige und hinreichende Bedingung führt noch zu folgenden Konsequenzen. Bei konstantem Ablenkungswinkel sind die beiden Geschwindigkeitskomponenten einander proportional (Gl. 18); da nun die transversale Komponente V_i , in Erfüllung des Princip der Flächen, dem Radiusvektor r umgekehrt proportional ist, so gilt dasselbe von der radialen Komponente V_g , und demnach auch von der wirklichen Geschwindigkeit V .

41. Gesetze für die Luftbewegung und Druckvertheilung in den äusseren Gebieten atmosphärischer Wirbel. In dem ersten Specialfalle welcher sich auf die Abwesenheit des Einflusses der Erdrotation und der Reibung bezog, bildete der Ausdruck A): $V_i = \text{const.}/r$ eine Lösung der Differentialgleichung 8b), indem die Einführung desselben diese Gleichung befriedigte. Für den allgemeinen Fall, in welchem λ und k von Null verschiedene Werthe besitzen, haben wir erkannt, dass die Gleichung 8b) durch die beiden Relationen A) und 18) befriedigt wird, welche mit Rücksicht auf

den willkürlichen Werth der Konstanten durch die folgenden Gleichungen ersetzt werden können:

$$19) \quad \dots \dots \dots \left\{ \begin{array}{l} V_i = \frac{\lambda}{k} \cdot \frac{C}{r} \\ V_\sigma = \frac{C}{r}, \end{array} \right.$$

worin C konstant ist.

Diese beiden Ausdrücke repräsentiren somit eine Lösung des allgemeinen Problems der Wirbelbewegung; man darf aber nicht sagen: sie bilden die Lösung des Problems, denn es giebt noch unendlich viele andere Lösungen, was ohne Weiteres verständlich ist, wenn man bedenkt, dass die Gl. 8b) offenbar nicht nur durch die Zerlegung in die beiden Gleichungen:

$$2r' \mathcal{S}' + r \mathcal{S}'' = 0 \quad \text{und} \quad \lambda r' + kr \mathcal{S}' = 0,$$

(welche zu den Relationen 19) führten) sondern noch in vielfach anderer Weise befriedigt werden kann.

Die Lösung 19) besitzt indessen gewisse Eigenschaften, welche sie als zur Anpassung an wirkliche Vorgänge besonders geeignet erscheinen lassen und deshalb jetzt aufzusuchen sind. Zu dem Ende berücksichtige man, dass ausser den Gleichungen 8) auch die Kontinuitätsbedingung 16) erfüllt werden muss; wird nach 19) $r \cdot V_\sigma = \text{const.}$ in 16) eingeführt, so ergibt sich:

$$20) \quad h \rho = \text{const.},$$

woraus ersichtlich, dass unsere Lösung demjenigen Falle entspricht, dass die Luftströmung in allen Abständen vom Centrum nahezu dieselbe Höhe behält, indem der Werth der Dichtigkeit ρ immer nur verhältnissmässig wenig variiert. Betrachtet man ρ als konstant, so kann man sagen: Die Lösung 19) bezieht sich auf diejenigen Zonen atmosphärischer Wirbel, welche eine reine Horizontalbewegung besitzen, und wird deshalb den Vorgängen in dem äusseren Gebiete der atmosphärischen Wirbel im Allgemeinen recht gut entsprechen. Deshalb möge diese Lösung — gewissermaassen als Beispiel — vollständig durchgeführt werden.

Dividirt man die erste der Gleichungen 19) durch die zweite, so ergibt sich zunächst mit Rücksicht auf 12) für den Ablenkungswinkel ψ der uns schon bekannte Ausdruck:

$$21) \quad \text{tang } \psi = \frac{\lambda}{k} [= \text{tang } \alpha],$$

demzufolge im vorliegenden Falle der Ablenkungswinkel ψ mit dem normalen Ablenkungswinkel α übereinstimmt.

Ferner findet man durch Quadriren und Addiren der Gleichungen 19):

$$22) \quad \dots \left\{ \begin{array}{l} V = \frac{C}{r} \sqrt{1 + \frac{\lambda^2}{k^2}} \\ \text{oder: } V = \frac{M}{r}, \text{ indem } M = C \sqrt{1 + \frac{\lambda^2}{k^2}} \end{array} \right.$$

gesetzt wird; für die Geschwindigkeitskomponenten ergeben sich alsdann folgende Ausdrücke:

$$23) \quad \dots \quad \left\{ \begin{array}{l} V_i = V \sin \psi = \frac{M}{r} \sin \alpha, \\ V_g = V \cos \psi = \frac{M}{r} \cos \alpha. \end{array} \right.$$

Um nun auch den Gradienten als Funktion des Radiusvektors zu bestimmen, hat man diejenigen Werthe zu berechnen, welche die einzelnen Summanden der rechten Seite von 8a) oder 8'a) im vorliegenden Falle annehmen; so ist z. B.

$$\frac{dV_g}{dt} = - \frac{M \cos \alpha}{r^2} r' = \frac{M \cos \alpha}{r^2} \cdot V_g = \frac{M^2 \cos^2 \alpha}{r^3};$$

wird dieser Werth, nebst den Ausdrücken 23), in 8'a) substituirt, so ergibt sich:

$$24) \quad \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = \frac{M^2}{r^3} + \frac{M}{r} (\lambda \sin \alpha + k \cos \alpha).$$

Die Klammergrösse kann durch Multiplikation mit $\frac{\cos \alpha}{\cos \alpha}$ und Substitution von $k \sin \alpha$ für $\lambda \cos \alpha$ (nach 21) noch vereinfacht werden; man findet: $\lambda \sin \alpha + k \cos \alpha = \frac{k}{\cos \alpha}$. Ausserdem kann links durch

$$\frac{dP}{dr} = \mu G$$

der barometrische Gradient G nach gebräuchlicher Definition eingeführt werden. — Da ferner unter der Annahme einer konstanten (mittleren) Dichtigkeit ρ auch die Berechnung des Druckes P als Funktion von r erforderlichen Falls mit Leichtigkeit ausgeführt werden könnte, so ist das Problem als vollständig gelöst zu betrachten, und zwar zunächst für das Gebiet mit einströmender Luftbewegung: für die Cyklone.

In den vorstehenden Ausdrücken ist indessen gleichzeitig auch die Lösung für das äussere Gebiet der Anticyklone enthalten, denn zufolge der ursprünglichen Annahme 19) unterscheiden sich hier Cyklone und Anticyklone nur dadurch, dass die Konstante C (und somit auch M) in der ersteren einen positiven, in der letzteren einen negativen Werth besitzt. Um beide Phänomene hinsichtlich der Ausdrücke für den Gradienten zu trennen, bezeichnen wir mit $[M]$ den absoluten Werth dieser Konstanten; berücksichtigt man ferner, dass nach meteorologischem Gebrauche der Gradient G in der Cyklone nach innen, in der Anticyklone nach aussen positiv gerechnet wird, und somit für letztere $-\frac{dP}{dr} = \mu G$ zu setzen ist, so gelangt man schliesslich zu folgenden Ausdrücken:

$$25) \quad \begin{array}{ll} \text{Für die Cyklone:} & \text{Für die Anticyklone:} \\ \frac{\mu}{\rho} G = \frac{k}{\cos \alpha} \frac{[M]}{r} + \frac{[M]^2}{r^3}; & \frac{\mu}{r} G = \frac{k}{\cos \alpha} \frac{[M]}{r} - \frac{[M]^2}{r^3}. \end{array}$$

Bezüglich der bis jetzt noch unbestimmt gebliebenen willkürlichen Konstanten M gilt dasselbe, was oben bei Betrachtung des ersten Specialfalles bemerkt wurde. Bezeichnet man beispielsweise mit r_1 den Radius desjenigen Kreises, bis zu welchem man das durch 20) ausgesprochene Gesetz der Höhenänderung des Luftstromes glaubt als gültig betrachten zu können, und mit V_1 die zugehörige Geschwindigkeit, so ist M gegeben durch:

$$26) \quad M = r_1 V_1.$$

In dem Gebiete ausserhalb der Isobare r_1 ist die Geschwindigkeit V in unendlicher Entfernung vom Centrum gleich Null, nimmt mit abnehmendem r ununterbrochen zu und erreicht mit $V = V_1$ ihren grössten Werth. Eine derartige Aenderung wird in der Natur dem Wesen der Sache nach erfolgen müssen; indessen darf der Mathematiker begreiflicherweise nicht den Anspruch erheben, dass gerade das Gesetz 22) hierfür maassgebend sei; letzteres steht und fällt mit der willkürlichen Annahme 20) in Betreff der Aenderung der vertikalen Dimensionen des Luftstromes.

Die vorstehend gewonnenen Resultate sind inhaltlich mit denjenigen, welche von Guldberg und Mohn aus den Grundgleichungen 5) des § 36 abgeleitet wurden, vollkommen identisch; wir können dieselben in den folgenden Satz zusammenfassen:

Sofern in dem äusseren Gebiete eines unveränderlichen atmosphärischen Wirbels die Höhe h der Stromfäden nur sehr wenig, und zwar derartig variirt, dass das Produkt $h\rho$ konstant bleibt, sind die Windbahnen logarithmische Spiralen, und der (konstante) Ablenkungswinkel ist alsdann sowohl in der Cyklone, als auch in der Anticyklone mit dem normalen Ablenkungswinkel α identisch; die Windgeschwindigkeit ist dem Abstände vom Centrum umgekehrt proportional, der Gradient dagegen ist für gleiche Windgeschwindigkeit in der Cyklone grösser als in der Anticyklone und kann nach den vorstehenden Gleichungen 25) in voller Strenge berechnet werden.

42. Gesetze für die Luftbewegung und Druckvertheilung in den inneren Gebieten der atmosphärischen Wirbel. Eine sehr einfache Lösung des Wirbelproblems (Gleichung 8'b) ist in den Ausdrücken

$$27) \quad \begin{aligned} V_i &= A\gamma \cdot r \\ V_g &= \gamma \cdot r \end{aligned} \quad 27') \quad V = r\gamma \cdot \sqrt{1 + A^2}$$

enthalten, welche denjenigen unter 19) nachgebildet sind, und — anstatt einer Zunahme — eine Abnahme der Windgeschwindigkeit mit der Annäherung an das Centrum aussprechen. Substituirt man vorstehenden Werth von V_g in die Continuitätsgleichung 16), so ergibt sich:

$$28) \quad h\rho = \frac{\text{const.}}{r^2},$$

also eine schnelle Zunahme der Höhe des Luftstromes mit der Annäherung an das Centrum, wie man dieselbe ja in der That anzunehmen berechtigt ist.

Es bleibt aber zunächst noch zu untersuchen, ob und unter welchen Bedingungen die vorstehenden Ausdrücke 27) der Grundgleichung 8'b) genügen. Aus dem ersten erhält man:

$$\frac{dV_i}{dt} = A\gamma r' = -A\gamma V_g = -A\gamma^2 r;$$

unter Benutzung dieses Resultates geht 8'b) über in:

$$0 = -2A\gamma^2 r - \lambda\gamma r + kA\gamma r,$$

oder:
$$A = \frac{\lambda}{k-2\gamma}.$$

A bedeutet nach 27) und 12) nichts Anderes, als die Tangente des Ablenkungswinkels; die Luftbewegung kann also im inneren Gebiete des Wirbels nach dem Gesetze 27), d. h. unter Anderem: in einer logarithmischen Spirale, von Statten gehen, wenn der (konstante) Ablenkungswinkel ψ definit ist durch:

$$29) \quad A = \operatorname{tg} \psi = \frac{\lambda}{k-2\gamma} = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{1 - \frac{2\gamma}{k}}.$$

Um nun mit Hilfe von 8'a) den Gradient zu berechnen, sind die Ausdrücke 27) zu substituieren, und ausserdem:

$$\frac{dV_g}{dt} = \gamma r' = -\gamma V_g = -\gamma^2 r;$$

Man erhält:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = r\gamma(-\gamma + A^2\gamma + \lambda A + k).$$

Ersetzt man nach 29) A durch $\frac{\sin \psi}{\cos \psi}$, bringt auf den gleichen Nenner $\cos^2 \psi$ und berücksichtigt die aus 29) sich ergebende Relation

$$\lambda \cos \psi = (k - 2\gamma) \sin \psi,$$

so geht dieser Ausdruck über in den folgenden:

$$30) \quad \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = r \cdot \frac{\gamma(k-\gamma)}{\cos^2 \psi}$$

Bezüglich der Einführung des barometrischen Gradienten G gilt dasselbe, was am Ende des vorigen Paragraphen gesagt wurde; ebenso ist vorstehende Lösung nicht nur für die Cyklone, sondern auch für die Anticyklone von Gültigkeit, wenn man berücksichtigt, dass die Konstante γ in letzterem Falle einen negativen Werth hat, denn ein negatives γ macht sowohl V_i als auch V_g negativ.

Es ist bemerkenswerth, dass in diesem Falle schon der Ablenkungswinkel ψ in der Anticyklone einen anderen Werth hat, als in der Cyklone; bezeichnet man mit $[\gamma]$ den absoluten Werth dieser Konstanten, so ist nach 29)

für die Cyklone:

für die Anticyklone:

$$31) \quad \text{für die Cyklone:} \quad \text{für die Anticyklone:}$$

$$tg \psi = \frac{tg \alpha}{1 - \frac{2[\gamma]}{k}} \quad tg \psi = \frac{tg \alpha}{1 + \frac{2[\gamma]}{k}},$$

und diese Differenz der Werthe von ψ ist auch bei einer eventuellen Berechnung des Gradienten nach Gl. 30) zu berücksichtigen.

Die unbestimmt gebliebene Konstante γ kann nach 27) als der Werth der radialen Geschwindigkeitskomponente im Abstände 1 vom Centrum defnirt werden; auch könnte man eine Relation zwischen γ und der Konstanten M (Gl. 26) zu gewinnen suchen, indem man z. B. die Bedingung stellt, dass bei dem Uebergange vom äusseren zum inneren Gebiete die Geschwindigkeit V eine kontinuierliche Aenderung erleidet.

Die im Vorstehenden gewonnenen Resultate harmoniren ebenfalls vollkommen mit denjenigen, welche Guldberg und Mohn gefunden haben; wir können sie in folgenden Satz zusammenfassen:

Sofern in dem inneren Gebiete eines unveränderlichen atmosphärischen Wirbels die Höhe h der Stromfäden nach dem Centrum zu schnell anwächst (und zwar nach dem Gesetze: $\rho h r^2 = \text{const.}$), sind die Windbahnen logarithmische Spiralen, und die Windgeschwindigkeit ist alsdann sowohl in der Cyklone, als auch in der Anticyklone, dem Abstände vom Centrum direkt proportional, der (konstante) Ablenkungswinkel ψ dagegen in der Cyklone grösser, in der Anticyklone kleiner, als der normale Ablenkungswinkel α . Auch der Gradient ist dem Radiusvektor direkt proportional und kann aus 30) unter Berücksichtigung der in 31) angegebenen Werthe von $tg \psi$ berechnet werden.

44. Die Cyklone als Ganzes betrachtet (nach Oberbeck). Gegen die in den beiden letzten Paragraphen behandelten Guldberg-Mohn'schen Lösungen des Problems der Wirbelbewegung ist, einzeln genommen, gewiss Nichts einzuwenden, denn es ist sicherlich nicht ausgeschlossen, dass die Vorgänge in der Natur in einzelnen Zonen des Luftwirbels sich zuweilen in der beschriebenen Weise vollziehen werden. Anders aber gestaltet sich die Sachlage, wenn man versucht, die Gesetze für das äussere Gebiet mit denjenigen für die innere Zone in naturgemässer Weise zu verknüpfen. Hierbei stösst man vor allen Dingen auf die unüberwindliche Schwierigkeit, dass der Ablenkungswinkel ψ in dem Kreise vom Radius r_1 , welcher beide Gebiete scheidet, eine plötzliche Aenderung erfahren soll. Eine derartige Unstetigkeit ist an sich höchst unwahrscheinlich und widerspricht allen Erfahrungen. Die Kombination der beiden, für das äussere und innere Gebiet aufgestellten Lösungen ist also für das ganze Gebiet des Wirbels offenbar nicht als eine brauchbare Lösung zu betrachten.

Diese Schwierigkeit haben die Autoren durch graphische Interpolationen

zu umgehen gesucht; dahingegen hat Prof. A. Oberbeck*) wieder den Weg der Rechnung eingeschlagen, indem er die bei anderen Problemen der Hydrodynamik ausgebildeten Methoden zur Anwendung brachte und zu den Guldberg-Mohn'schen Voraussetzungen noch die folgende hinzufügte: „Der Luftdruck, sowie die Geschwindigkeit der Luft, und deren Richtung, dürfen in dem ganzen in Betracht gezogenen Gebiete nur kontinuierliche Veränderungen erleiden.“ Oberbeck gelangte zu der Ueberzeugung, dass Guldberg und Mohn, in Vernachlässigung dieser Forderung, nur eine partikuläre, nicht aber eine allgemeine Lösung gefunden haben.

Letztere besteht nach Oberbeck für atmosphärische Wirbel mit einströmender Luftbewegung (Cyklonen) im Folgenden:**)

a) für das äussere Gebiet:

$$32) \quad V = \frac{cr_1^2}{2r} \sqrt{1 + \frac{\lambda^2}{k^2}}; \quad tg \psi = \frac{\lambda}{k},$$

b) für das innere Gebiet:

$$33) \quad V = r \frac{c}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{k-c}\right)^2 f(r)^2}; \quad tg \psi = \frac{\lambda}{k-c} \cdot f(r).$$

Hierbei ist zur Abkürzung gesetzt:

$$34) \quad f(r) = 1 - \frac{c}{k} \left(\frac{r}{r_1}\right)^2 \left(\frac{k-c}{c}\right)$$

r_1 bedeutet, wie oben, den Radius desjenigen Kreises, welcher das äussere vom inneren Gebiete trennt.

Abgesehen von der abweichenden Definition der Konstanten, ist Oberbeck's Lösung für das äussere Gebiet mit derjenigen von Guldberg und Mohn (Gl. 21—23) vollkommen identisch; für das innere Gebiet dagegen unterscheiden sich beide Lösungen durch den Faktor $f(r)$, an dessen Statt Guldberg und Mohn den Faktor 1 gefunden haben [man vergl. 33) mit 27) und 29); es ist $c = 2\gamma$ zu nehmen].

Es ist jetzt nachzuweisen, dass die Ausdrücke 33) unsere Grundgleichung 8b) befriedigen. Infolge der Beziehungen:

$$V_i = V \sin \psi \quad \text{und} \quad V_g = V \cos \psi$$

können die Ausdrücke 32) und 33) durch die folgenden ersetzt werden:

a) für das äussere Gebiet:

b) für das innere Gebiet:

$$35) \quad \begin{cases} V_i = \frac{\lambda}{k} \frac{c}{2} \frac{r_1^2}{r} \\ V_g = \frac{c}{2} \frac{r_1^2}{r} \end{cases} \quad 36) \quad \begin{cases} V_i = \frac{\lambda}{k-c} \cdot \frac{c}{2} \cdot r f(r) \\ V_g = \frac{c}{2} \cdot r \end{cases}$$

*) „Ueber die Bewegungen der Luft an der Erdoberfläche“, Annal. der Physik und Chemie, Neue Folge, Bd. XVII, 1882.

***) In Oberbeck's Formeln 32) und 33) haben sich zwei sinn-entstellende Druckfehler eingeschlichen, welche in unserem Texte berichtigt wurden.

Substituiert man nun für V_i und V_g die analytischen Ausdrücke:

$$V_i = r \mathcal{G}' \quad \text{und} \quad V_g = -r',$$

so findet man aus 36) [für das innere Gebiet]:

$$37) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{G}' = \frac{c\lambda}{2(k-c)} f(r) \\ r' = -\frac{c}{2} r \end{array} \right\} \quad \text{also:} \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{G}'' = -\frac{rc^2\lambda}{4(k-c)} \frac{\partial f(r)}{\partial r} \\ r'' = \frac{c^2}{4} r \end{array} \right.$$

worin nach 34):
$$\frac{\partial f(r)}{\partial r} = -\frac{2(k-c)}{k} \frac{1}{r} \left(\frac{r}{r_1}\right)^{\frac{k-c}{c}};$$

Bei Einführung dieser Funktionen in Gl. 8b) wird letztere identisch erfüllt.

Die Dichtigkeit ρ als konstant betrachtend, hat Oberbeck das äussere Gebiet als ein solches mit reiner Horizontalbewegung definiert, in Uebereinstimmung mit unserer Voraussetzung 20).

Für das innere Gebiet ist er jedoch, anstatt von der Continuitätsbedingung 28), von einer Voraussetzung über die vertikale Geschwindigkeitskomponente ausgegangen, welche wir jetzt ableiten wollen.

Aus Gleich. 28) ergibt sich:

$$\frac{d(h\rho)}{dt} = -\frac{2 \text{const.}}{r^3} r', \quad \text{oder nach 37):} \quad \frac{d(h\rho)}{dt} = \frac{\text{const.}}{r^2} c.$$

Wird auf der rechten Seite vermöge 28) das Produkt $h\rho$ eingeführt, so resultirt:

$$38) \quad \frac{d(h\rho)}{dt} = ch\rho;$$

oder, wenn ρ konstant gesetzt wird:

$$38') \quad \frac{dh}{dt} = ch.$$

Dieses ist die gesuchte Voraussetzung, derzufolge die vertikale Geschwindigkeitskomponente (bei konstanter Dichtigkeit) proportional der Höhe der Luftpartikelchen anwächst, und von der wir jetzt erkannt haben, dass sie mit der Guldberg-Mohn'schen Annahme bezüglich der Aenderung der Höhe des Luftstromes vollkommen übereinstimmt.

Nach 38') bedeutet c den Betrag der Vertikalkomponente der Geschwindigkeit in einer Höhe von 1 Meter über dem (ebenen) Grunde des Luftmeeres.

So lange c kleiner ist als k , variirt

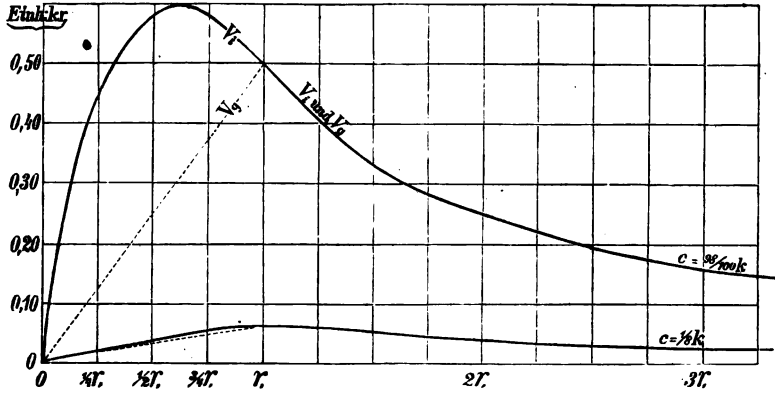
$$f(r) \text{ zwischen den Werthen } \frac{k-c}{k} \text{ (für } r=r_1) \text{ und } 1 \text{ (für } r=0);$$

$$\text{somit wächst } t\psi \text{ stetig an von } \frac{\lambda}{k} \quad \text{auf } \frac{\lambda}{k-c}$$

$$\text{und } V \text{ nimmt ab von } r_1 \frac{c}{2} \sqrt{1 + \frac{\lambda^2}{k^2}} \quad \text{auf Null.}$$

Der Uebergang vom äusseren zum inneren Gebiete vollzieht sich also in der That ohne jede Diskontinuität.

Fig. 34.



Am besten übersieht man die Abhängigkeit der Luftbewegung vom Radiusvektor vermöge einer graphischen Darstellung der beiden Komponenten V_i und V_g der Windgeschwindigkeit, indem der Quotient V_i/V_g zugleich die Tangente des Ablenkungswinkels ausdrückt. Für die nebenstehenden Kurven (Fig. 34) wurde der Einfachheit halber die Annahme gemacht, dass $\lambda = k$ sei, so dass im äusseren Gebiete der Ablenkungswinkel 45° beträgt, und die Kurven für V_i und V_g hier vollkommen zusammenfallen.

Im inneren Gebiete nimmt V_g mit der Annäherung an das Centrum weit schneller ab als V_i , was natürlich bei dem grösseren Werthe von c am deutlichsten hervortritt; im Momente des Verschwindens beider Komponenten erreicht deren Verhältniss V_i/V_g sein Maximum $\frac{\lambda}{k-c}$, welches um so grösser ausfällt, je mehr c dem Betrage des Reibungskoeffizienten k sich nähert, und somit offenbar mit $c = k$ den Werth ∞ erreicht, einem Ablenkungswinkel $\psi = 90^\circ$ entsprechend. Die Formel 33) liefert allerdings für $c = k$ allgemein den unbestimmten Ausdruck $\operatorname{tg} \psi = \frac{0}{0}$. Oberbeck glaubt alle Werthe von c , welche gleich und grösser sind, als k , gänzlich ausschliessen zu müssen, „weil sonst für $r = 0$, $f(r)$ unendlich gross würde, und im inneren Gebiete eine Abweichung des Windes vom Gradienten nach der linken, statt nach der rechten Seite stattfände“; wir lassen einstweilen die Beschränkung $c < k$ in Kraft treten und reproduciren zunächst noch diejenigen Formeln, welche Oberbeck für den Luftdruck berechnet hat, und die auch durch Substitution von 36) in 8a) abgeleitet werden könnten.

a) im äusseren Gebiete:

$$39) \quad \frac{P-P_0}{\rho} = F(r) - \frac{1}{2} V^2;$$

b) im inneren Gebiete:

$$40) \quad \frac{P-P_0}{\rho} = F(r_1) + \frac{kc}{2} \left(1 + \frac{\lambda^2}{k^2}\right) r_1^2 \text{Log} \frac{r}{r_1} - \frac{1}{2} V^2,$$

worin $F(r)$ folgende Bedeutung hat:

$$41) \quad F(r) = \frac{kc}{4} r^2 \left\{ 1 + \left(\frac{\lambda}{k-c}\right)^2 \left[1 + \frac{2c^2}{k^2} \left(\frac{r}{r_1}\right)^{\frac{2k}{c}-2} + \frac{c^3}{k^2(2k-c)} \left(\frac{r}{r_1}\right)^{\frac{4k}{c}-4} \right] \right\}$$

(Beispielsweise ergibt sich aus 39) durch Differentiation das oben abgeleitete Gesetz 24) der Aenderung des Gradienten mit dem Abstände vom Centrum.)

Um die Brauchbarkeit seiner Formeln zur Anpassung an Cyklonen, wie sie in der Natur vorkommen, zu zeigen, hat Oberbeck die Rechnung für ein Zahlenbeispiel durchgeführt, und zwar unter der Annahme, dass $k = \lambda$ sei, und $\lambda (= 2\omega \sin \varphi)$ folgenden Werth habe:

$$\lambda = 0,00012,$$

einer mittleren Breite von $55\frac{1}{2}^\circ$ entsprechend; hierbei ist nach § 37 der Einfluss der Reibung als sehr gross angenommen.

Zur vollständigen Bestimmung des Windsystems muss ausser der Grösse des inneren Gebietes (r_1) noch die Konstante c des aufsteigenden Luftstromes bekannt sein; hierzu gelangt man z. B. dadurch, dass man zunächst noch die Windgeschwindigkeit in einer gewissen Entfernung vom Centrum als gegeben betrachtet.

Das Windsystem mag also dadurch charakterisirt sein, dass die Windgeschwindigkeit in einer Entfernung von 1000 km vom Centrum 10 m beträgt.

Für $\lambda = k$ erhält man aus 32):

$$V = \frac{cr_1^2 \sqrt{2}}{2r}.$$

Setzt man hierin $V = 10$, $r = 1000000$ (Meter), so ergibt sich:

$$cr_1^2 = 10\,000\,000 \sqrt{2}.$$

Zur Bestimmung von c ist nun also noch eine Annahme hinsichtlich der Grösse von r_1 erforderlich, wobei man zu beachten hat, dass $c < k$ sein muss; führt man diese Beschränkung in vorstehende Gleichung ein, so ergibt sich für r_1 die Bedingung:

$$r_1 > 343,3 \text{ km.}$$

Bei der Wahl passender Werthe von r_1 (oder c) ist noch zu berücksichtigen, dass bei der Annahme $\lambda = k$ das Maximum der Windgeschwindigkeit in die Grenze der beiden Gebiete fällt; je kleiner man das innere Gebiet wählt, desto grösser fällt die Maximalgeschwindigkeit (V_1) aus. Beispielsweise findet man bei der obigen Annahme die folgenden zusammengehörigen Werthe:

r_1 (km)	c	V_1 (m)
383,8	$\frac{4}{3} k$	26,06
420,4	$\frac{2}{3} k$	23,78
485,5	$\frac{1}{3} k$	20,60
594,6	$\frac{1}{3} k$	16,82

Wird der erste Fall: $r_1 = 383,8$ km angenommen, so ergibt sich die nachstehende Tabelle:

r (km)	V (Met.)	ψ	$b-b_0$ (mm)	G (mm)
0	0	78° 41'	0	2,6
100	15,0	71° 19'	2,4	5,2
200	22,4	64° 40'	7,0	5,6
300	25,5	55° 39'	12,0	
383,8	26,1	45°	15,9	5,2
400	25,0	45°	16,8	5,3
500	20,0	45°	21,6	4,0
600	16,7	45°	25,2	3,0
800	12,5	45°	30,5	2,2
1000	10,0	45°	34,4	

(Die Gradienten G sind die auf eine Strecke von 111 km reducirten Differenzen der Barometerstände.)

Die Cyklone enthält also ein breites Sturmgebiet zwischen $r = 200$ und $r = 500$ km, von dem ein Theil in das innere, ein anderer in das äussere Gebiet fällt; hier sind natürlich auch die Gradienten am grössten.

Aus den Werthen der Konstanten c , welche überhaupt noch zulässig sind, ergibt sich, dass die Geschwindigkeit des aufsteigenden Luftstromes eine ausserordentlich kleine ist. In dem soeben durchgeführten Beispiele war

$$c = \frac{4}{3} k = \frac{4}{3} \lambda = 0,000096.$$

Nimmt man an, dass die Formel 38' noch bis zu einer Höhe von 1000 Metern richtig wäre, so würde die vertikale Geschwindigkeit dort erst den Werth von etwa 0,1 Meter erreichen.

Hierdurch wird die am Ende von § 32 ausgesprochene Anschauung bestätigt, derzufolge im Allgemeinen die vertikalen Luftbewegungen unserer Atmosphäre gegen die horizontalen quantitativ gänzlich in den Hintergrund treten.

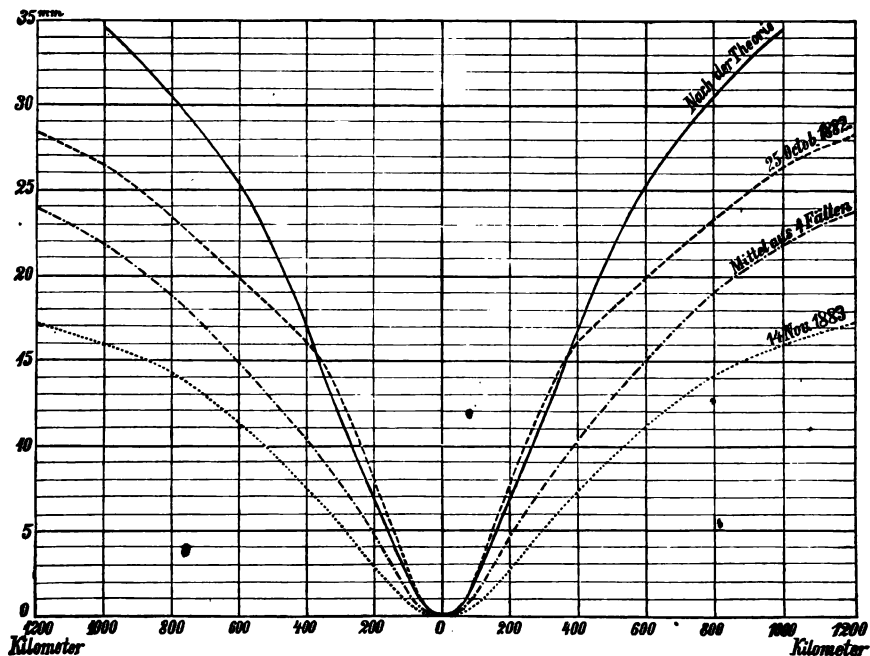
Die umstehende Figur 35 stellt in der voll ausgezogenen Kurve das von Oberbeck berechnete Beispiel hinsichtlich der Luftdruckwerthe ($b-b^0$) graphisch dar. Um das Resultat der Theorie mit den Ergebnissen der Erfahrung bis zu einem gewissen Grade vergleichen zu können, haben wir 4 Cyklonen ausgewählt, welche möglichst regelmässig geformt waren und der berechneten Cyklone an Grösse ungefähr gleich kamen; auf je 4 (oder 3) vom Centrum ausgehenden Strahlen wurden für eine Reihe von Abständen

die Luftdruckwerthe aus der Karte abgelesen und zu Mittelwerthen vereinigt; hierbei ergaben sich folgende, die Differenz $\delta - \delta_0$ darstellende Zahlen:

Abstand vom Centrum:	0	100	200	300	400	600	800	1000	1200 km
2. Sept., Ab., 1883:	0	0,8	4,2	5,3	9,0	14,4	19,6	22,9	(25,2)
3. Sept., Morg., 1883:	0	(1,0)	3,8	(6,0)	9,0	14,0	19,1	22,0	24,8
14. Nov., Morg., 1883:	0	0,7	2,9	5,2	7,2	11,3	14,3	15,9	17,2
25. Oktob., Morg., 1882:	0	2,5	8,1	13,0	16,2	19,9	23,3	26,6	28,3
Mittel:	0	1,2	4,8	7,4	10,4	14,9	19,1	21,8	23,9
Mittel $\times 1,58$:	0	1,9	7,6	11,7	16,4	23,5	30,1	34,4	
Nach Oberbeck:	0	2,4	7,0	12,0	16,8	25,2	30,5	34,4	

Zwei von diesen 4 Fällen findet man in Fig. 35 unmittelbar wiedergegeben, ausserdem aber auch das Mittel aus allen Fällen, welches eine

Fig. 35.



Kurve repräsentirt, die sich von der theoretisch gefundenen offenbar nur quantitativ unterscheidet;*) um die Verwandtschaft noch deutlicher hervor-

*) Schon der zu grosse Werth des Reibungskoefficienten bedingt in dem Zahlenbeispiel Luftdruckdifferenzen, welche grösser sind als gewöhnlich.

treten zu lassen, wurden die Mittelwerthe mit dem Faktor 1,58 multiplicirt und (in den beiden letzten Zahlenreihen der Tabelle) den theoretisch gefundenen Zahlen gegenüberstellt; wie man sieht, geht die Differenz nur einmal über 1 mm hinaus.

Es unterliegt also wohl keinem Zweifel, dass die Formeln 32), 33) und 39), 40) zur Anpassung an wirkliche Cyklonen recht gut geeignet sind. — Oberbeck's Resultate kann man in den folgenden Satz zusammenfassen.

Wenn man annimmt, dass in einem unveränderlichen und stationären cyklonischen Windsystem

- 1) in dem äusseren Gebiete die Höhe h der Stromfäden nur sehr wenig, und zwar derartig variirt, dass $h\rho$ konstant bleibt;
- 2) in dem inneren Gebiete die Höhe h des Luftstromes schnell zunimmt, und zwar nach dem Gesetze $h\rho = \frac{const.}{r^2}$;
- 3) im ganzen Gebiete sowohl der Luftdruck als auch die Geschwindigkeit und Richtung der Luft nur kontinuierliche Aenderungen erleiden;

so ist das cyklonische Windsystem vollständig bestimmt, wenn 1) der Durchmesser r_1 des inneren Gebietes, und 2) die Windgeschwindigkeit V in irgend einer beliebigen Entfernung vom Centrum gegeben ist.

45. Rückblick. — Die Untersuchungen von Marchi.

Wenn man ein cylindrisches Gefäss mit Wasser durch eine centrale Oeffnung am Boden sich entleeren lässt und der Flüssigkeit einen einmaligen Impuls zu rotirender Bewegung ertheilt, so wird sich in der Flüssigkeit ein Wirbel bilden, dessen Gestalt und Grösse wesentlich von der Grösse der Ausflussöffnung abhängt; bei passender Wahl der letzteren wird die ganze Flüssigkeit von der Wirbelbewegung ergriffen sein, obwohl rapide Rotationen sich nur in der Nähe der Axe finden werden. Alsdann gleicht der Wasserwirbel den tropischen Cyklonen.

Vertheilt man aber das Ausfliessen des Wassers auf einen grösseren Raum, indem man im centralen Felde des Bodens anstatt einer grossen Oeffnung viele kleine Oeffnungen anbringt, so wird der Wasserwirbel eine wesentlich andere Gestalt gewinnen: die Rotationsbewegung wird schwächer sein, als im ersten Falle, und erst in grösserer Entfernung von der Axe zur Entwicklung kommen. Der Wasserwirbel ist alsdann den Cyklonen der höheren Breiten zu vergleichen.

Dass es sich aber mit den grossen atmosphärischen Wirbeln in der That ähnlich verhält, wie mit den soeben besprochenen Wasser-Wirbeln, darauf sind wir im Verlaufe der vorstehenden

Deduktionen vielfach nachdrücklich hingewiesen worden, so z. B. bei der Betrachtung des ersten Specialfalles, pag. 137, und durch die Integration der Grundgleichung in der Fussnote pag. 138. An eine ganz allgemeine theoretische Lösung des Wirbel-Problems, welche etwa angeben würde: „So und nicht anders muss eine Cyklone sich gestalten,“ ist deshalb überhaupt nicht zu denken; aus diesem Grunde wird die Aufgabe der Mechanik im Wesentlichen nur darin bestehen, die natürlichen Cyklonen möglichst getreu nachzubilden, indem die Werthe einiger in den Gleichungen auftretenden Konstanten disponibel bleiben und jedem einzelnen Falle angepasst werden können; ausserdem sind aber bezüglich der Art und Weise, wie die Luftabfuhr aus dem centralen Theile von Statten geht, gewisse willkürliche Annahmen nicht zu vermeiden (man sehe z. B. Gl. 38'), und dann erst ergibt sich Alles Uebrige aus der Kenntniss der die Bewegung bedingenden Kräfte. Immerhin ist es ja schon von grosser Bedeutung, durch die mathematische Behandlung zu erfahren, wie sich die Luftbewegung und Druckvertheilung unter gewissen willkürlichen Voraussetzungen gestalten muss; auch haben sich beiläufig einige allgemeinere Resultate ergeben, z. B. dasjenige von Oberbeck in Betreff der Geschwindigkeit des aufsteigenden Luftstromes, und einige Schlussfolgerungen bezüglich des Wesens der Anticyklonen, welche im folgenden Paragraphen zu besprechen sind.

Die Untersuchungen von Marchi*) unterscheiden sich, durch ihre Tendenz nicht unwesentlich von den Arbeiten der bisher genannten Autoren; Marchi gelangt unmittelbar zu allgemeinen Resultaten, welchen man eine grosse Tragweite zuerkennen müsste, wenn man zu der Ueberzeugung gelangen könnte, dass die Fundirung derselben über allen Zweifel erhaben sei. Einige seiner Theoreme sind indessen unbedingt von nicht geringer Bedeutung und sollen deshalb im Folgenden abgeleitet werden.

Das Augenmerk des italienischen Mathematikers ist insbesondere auf ein Element gerichtet, welches von anderen Autoren sehr stiefmütterlich behandelt wurde: auf die Aenderungen der Dichtigkeit der Luft, und zwar wird letztere mit dem jeweiligen Zustande der Rotationsbewegung des betreffenden Luftquantums in Zusammenhang gebracht.

*) Ricerche sulla teoria matematica dei venti, del Dott. Luigi de Marchi; Estrato dagli Annali della Meteorologia parte I 1882; Rom 1883. — Referat von Dr. Margules in der Oesterr. Zeitschr. f. M., XIX. Bd., 1884, pag. 278.

angew. Meteor.

Der von Helmholtz eingeführte Begriff der Winkel- oder Rotationsgeschwindigkeit ζ (von Dr. Margules in seinem Referat über Marchi's Abhandlung wohl irrthümlich als „Wirbelgeschwindigkeit“ bezeichnet) hat in der Hydrodynamik insofern eine besondere Bedeutung, als die Thatsache

$$\zeta = 0$$

identisch ist mit der Existenz eines „Geschwindigkeitspotentials“, in welchem Falle die Behandlung der hydrodynamischen Probleme sich am einfachsten gestaltet. Für die Gebiete mit reiner Horizontalbewegung macht z. B. Oberbeck die Annahme $\zeta = 0$, während Marchi diese Voraussetzung verwirft, indem er die Dichtigkeit nicht als konstant betrachtet.

Die analytische Definition der Rotationsgeschwindigkeit ζ um eine Parallele zur (vertikalen) z -Axe ist die folgende:

$$42) \quad 2\zeta = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x};$$

oder in Polarkoordinaten:

$$2\zeta = \frac{1}{r} \left\{ -\frac{\partial r'}{\partial \vartheta} + \frac{\partial (r^2 \vartheta')}{\partial r} \right\}.$$

In dem besonderen, bei den ideal gestalteten atmosphärischen Wirbeln vorliegenden Falle, dass alle Bewegungen in Bezug auf einen festen Punkt symmetrisch vertheilt sind, ist $\frac{\partial r'}{\partial \vartheta} = 0$, so dass die Formel sich reducirt auf:

$$43) \quad 2\zeta = \frac{1}{r} \frac{\partial (r^2 \vartheta')}{\partial r}$$

$$\text{oder } 43') \quad \zeta = \frac{1}{r} \frac{\partial S}{\partial r},$$

wenn S , wie oben, die Sektorengeschwindigkeit bezeichnet (Gl. 13, pag. 136).

Unter Benutzung dieses Begriffes leitet Marchi zunächst noch eine Eigenthümlichkeit derjenigen Bewegungsform ab, auf welche die Sätze pag. 139 u. 142 sich beziehen. Wird nämlich Gl. 17) nach r differentiirt, so kommt zunächst:

$$\frac{\partial S}{\partial r} = -k \cdot \frac{\partial F}{\partial r} - \frac{\lambda r}{2};$$

$$\text{nach } 43) \text{ also} \quad \zeta = -\frac{k}{r} \frac{\partial F}{\partial r} - \frac{\lambda}{2}.$$

Nimmt man nun an, dass die Bewegung in einer logarithmischen Spirale erfolge, so ist

$$\vartheta = \vartheta_0 + \text{const. Log } r; \quad d\vartheta = \text{const.} \frac{dr}{r} *);$$

$$\text{demnach} \quad 2F = \int r^2 d\vartheta = \text{const.} \int r dr; \quad \text{und} \quad 2 \frac{\partial F}{\partial r} = r \cdot \text{const.}$$

*) Hieraus beiläufig: $\frac{r d\vartheta}{dr} = \frac{V_i}{V_g} = \text{tg } \psi = \text{const.}$, d. h. diejenige Eigenschaft der logarithmischen Spiralen, von welcher im Vorstehenden vielfach die Rede gewesen ist.

Vorstehende Gleichung für ζ geht dadurch über in:

$$\zeta + \frac{\lambda}{2} = \frac{k \text{ const.}}{2}$$

oder
$$Z = \zeta + \frac{\lambda}{2} = \zeta + \omega \sin \varphi = \text{const.}$$

Das Binom $\zeta + \frac{\lambda}{2}$ bezeichnet Marchi als „Rotazione totale“ (Z); somit kann das Resultat in folgender Weise ausgesprochen werden:

In einem kreisförmig-symmetrischen Windsysteme, in welchem die Windbahnen (Trajektorien) als logarithmische Spiralen betrachtet werden können, ist die Gesamttrotation konstant und positiv längs einer jeden Trajektorie.

Da nun in einem kreisförmigen Windsysteme der Ablenkungswinkel im Allgemeinen nur wenig variirt, so ist die logarithmische Spirale jedenfalls eine gar nicht selten vorkommende Form der Windbahn. Marchi legt deshalb seinen späteren, auf das cyclonale Windsystem sich beziehenden Deduktionen die Voraussetzung zu Grunde, dass die Gesamttrotation längs jeder Bahn konstant sei.

Zuvor werden indessen die Grundgleichungen 1) dazu benutzt, um in allgemeinerer Weise eine Beziehung zwischen der Rotation und der Dichtigkeit abzuleiten. Differentiirt man nämlich die erste dieser Gleichungen partiell nach y , die zweite nach x , und subtrahirt letzteres Resultat vom ersteren, indem man beachtet, dass in ausführlicher Schreibweise zu setzen ist:

$$44) \quad \dots \dots \dots \begin{cases} \frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y}, \end{cases}$$

so ergibt sich unter Berücksichtigung der Definition 42) die folgende Gleichung:*)

$$\frac{d(2\zeta + \lambda)}{dt} + \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + k \right) (2\zeta + \lambda) = k\lambda,$$

welche durch Einführung der Kontinuitätsbedingung:

$$45) \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = 0$$

in die folgende übergeht:

$$46) \quad \frac{d(2\zeta + \lambda)}{dt} + \left(k - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \right) (2\zeta + \lambda) = k\lambda.$$

Das Integral dieser linearen Differentialgleichung erster Ordnung ist:

$$47) \quad \zeta + \frac{\lambda}{2} = e^{-kt\rho} \left(C_1 + \frac{k\lambda}{2} \int_0^t \frac{1}{\rho} e^{kt} dt \right).$$

Betrachtet man aber in der Differentialgleichung ρ als die abhängige

*) Die Zwischen-Rechnung fehlt sowohl bei Marchi, als auch in dem Referate von Margules; es scheint aus derselben hervorzugehen, dass obige Gleichung bereits ein kreisförmiges Windsystem, in welchem alle Elemente nur vom Radiusvektor abhängen, zur Voraussetzung hat.

Variable und führt für $\zeta + \frac{\lambda}{2}$, wie oben, das Symbol Z ein, so findet man das Integral

$$48) \quad \rho = C \cdot e^{kt} Z \cdot e^{-\frac{k\lambda}{2} \int_0^t \frac{dt}{Z}}.$$

Hierin ist die Konstante C nothwendig positiv, da sie aus einer Exponentiellen mit reellem Exponenten hervorgegangen ist; somit ist auch $C_1 = 1/C$ positiv. Aus Gl. 47) ergeben sich also folgende Sätze:

Die Gesamttrotation ist immer positiv, d. h. gegen die Bewegung der Sonne gerichtet.

Die Linien gleicher Gesamttrotation sind Kurven gleicher Dichtigkeit.

Nun erst lässt Marchi die oben erwähnte Voraussetzung der Bewegung der Lufttheilchen in logarithmischen Spiralen in Kraft treten und betrachtet dementsprechend Z als eine Konstante; dadurch geht Gl. 48) über in:

$$49) \quad \rho = C \left(\zeta + \frac{\lambda}{2} \right) e^{\frac{2k\zeta}{2\zeta + \lambda} \cdot t}$$

und hieraus folgt:
$$\frac{\partial \rho}{\partial \zeta} = 2\rho \cdot \frac{2\zeta + \lambda(1 + kt)}{(2\zeta + \lambda)^2};$$

die rechte Seite ist wesentlich positiv; demnach:

Die Dichtigkeit ρ ist in jedem Augenblicke grösser dort, wo die Rotationsgeschwindigkeit ζ grösser ist, und kleiner, wo letztere kleiner ist.

Denkt man sich die Fläche erfüllt von positiven und negativen Werthen von ζ , so ergibt sich, dass die Dichtigkeit ρ — von den Linien $\zeta = 0$ ausgehend — anwächst nach der Seite der positiven, abnimmt nach der Seite der negativen ζ .

Ist im Centrum eines Wirbels ζ negativ, in einiger Entfernung davon positiv, so ist die Dichtigkeit in der inneren Zone geringer, als in der äusseren.

- Nach dem Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetze [Gl. 3), pag. 39] ist

$$P = R\rho T$$

(oder für feuchte Luft: $P = R\rho \bar{T}$; vergl. 6) § 49).

Da nun gegen das Centrum der Cyklone der Luftdruck kontinuierlich abnimmt, so muss die Temperatur von aussen nach innen den umgekehrten Gang zeigen, wie die Dichtigkeit; daher:

Wenn im Centrum einer Cyklone die Rotationsgeschwindigkeit ζ negativ ist, so ist es ein warmes Centrum; wenn sie dort positiv ist, ein kaltes Centrum; vorausgesetzt, dass das Centrum in beiden Fällen von einer Kurve, worin $\zeta = 0$, umgeben ist.

Marchi sucht nun die Existenz solcher Linien $\zeta = 0$ an einem von Ferrel mitgetheilten Beispiele*) nachzuweisen; die 4 ersten Kolonnen der folgenden Tabelle enthalten die empirischen Daten; die letzte Kolonne die Flächengeschwindigkeit $r^2 \vartheta' = r V \sin \psi$, aus welcher, der Gl. 43) zufolge, ζ gefunden werden kann.

*) Meteor. Res. part II, pag. 53. Es handelt sich hier um Mittelwerthe, welche Loomis aus einer grösseren Anzahl von Einzelfällen berechnet hat (Sillim. Journal for January 1878).

r miles	G inches	ψ	V miles pro Stunde	$rV \sin \psi$
400	0,06	20°	10,8	1478
330	0,07	25	19,0	3596
270	0,08	45	27,8	5155
225	0,09	53	31,8	5715
190	0,10	60	34,1	5611
170	0,11	65	36,0	5547
150	0,12	70	37,6	5300
135	0,13	74	39,5	5126
120	0,14	77	42,0	4911
110	0,15	80	46,0	4983

In der Richtung zum Centrum fortschreitend, trifft man also zunächst eine rapide Zunahme der Flächengeschwindigkeit; von dem Abstände = 200 miles bis auf 120 miles nimmt dieselbe ab, und scheint alsdann von Neuem zuzunehmen. In diesen beiden Abständen vom Centrum ist also $\zeta = 0$; in der äusseren Zone und im Centralraume wäre hiernach ζ negativ, in der Mittelzone positiv.*)

Aus 46) ergibt sich, wenn man $2\zeta + \lambda = 2Z$ als konstant betrachtet:

$$50) \quad \frac{d\varrho}{dt} = \zeta \cdot \frac{2k\varrho}{Z},$$

d. h.: Ein Lufttheilchen dehnt sich während seiner Bewegung

*) Es drängt sich hier die Bemerkung auf, dass gerade in diesem Beispiele die der obigen Argumentation zu Grunde liegende Voraussetzung einer Bewegung der Lufttheilchen in logarithmischen Spiralen weit weniger erfüllt ist, als man nach anderen Erfahrungen erwarten sollte. Beispielsweise gelangte Cpt. Toynbee in seiner „Meteorology of the North Atlantic during August 1873“ (Oesterr. Z. XV, p. 201) zu folgenden Mittelwerthen:

r in Seemeilen:	800	700	600	500	400	300	200	100
Winkel ψ :	75°	75	66	65	58	62	57	47

(Ausserdem beiläufig:

r in Seemeilen:	454	342	258	164	80
Mittlere Windstärke (Beaufort):	5,8	6,7	7,9	8,1	10,4
Mittlerer Barometerstand:	759,4	754,6	749,3	739,4	725,4 mm).

Hiernach zeigt der Ablenkungswinkel mit der Annäherung an das Centrum sogar eine Abnahme; es sei übrigens bemerkt, dass weder hier, noch in dem Beispiel von Loomis, das Maximum der Windstärke erreicht ist, dass also die beiderlei Angaben nur auf das äussere Gebiet der Cyclone sich beziehen.

Für einen konstanten Ablenkungswinkel ergibt sich aus 43):

$$2\zeta = \frac{\sin \psi}{r} \cdot \frac{\partial(r \cdot V)}{\partial r} = \sin \psi \left(\frac{\partial V}{\partial r} + \frac{V}{r} \right);$$

nach der gewöhnlichen Vorstellung giebt es eine Maximalzone der Geschwindigkeit V ; innerhalb derselben wäre hiernach ζ jedenfalls positiv; ausserhalb derselben zunächst auch noch positiv, später negativ. Die vorausgesetzte Cyclone mit logarithmischen Spiralen als Windbahnen würde hiernach immer eine solche mit kaltem Centrum sein.

aus in der Region, wo ζ negativ ist; es wird zusammengedrückt, wo ζ positiv ist.

Hieraus zieht nun Marchi ziemlich weitgehende Schlüsse hinsichtlich der Veränderungen, welchen ein cyclonisches Windsystem ausgesetzt ist; wenn bei warmem Centrum 2 Kreise $\zeta = 0$ vorhanden sind, so wird

1. der Druck im Centrum beständig sinken;
2. die Cyclone wird eine ringförmige Anticyklone ausbilden;
3. dem Centrum zunächst liegt eine heitere Region, umgeben von einer bewölkten und regenreichen Zone.

(Die Kreise $\zeta = 0$ ziehen sich jedoch zusammen und verschwinden im Centrum, so dass nun entgegengesetzte Prozesse Platz greifen.)

„Für die Beurtheilung der künftigen Dauer und Gefährlichkeit einer Cyclone wäre es somit von grosser Wichtigkeit, dass man die Lage des kleinsten Kreises $\zeta = 0$ für einen bestimmten Augenblick angeben könnte. Wie gezeigt wurde, genügt hierzu die Kenntniss der Geschwindigkeit, des Ablenkungswinkels des Windes und der Entfernung des Ortes vom Mittelpunkte der Cyclone.“

Näheres Eingehen auf Marchi's interessante Abhandlung würde uns zu weit führen, weshalb wir auf das Original oder das Referat von Margules verweisen müssen.

45. Bemerkungen über Anticyklonen. Seine Abhandlung: „Ueber die Bewegungen der Luft an der Erdoberfläche“ (vergl. pag. 145) beschliesst Oberbeck mit folgenden Erörterungen:

„Bisher war ausschliesslich von Gebieten mit aufsteigendem Luftstrom und dadurch entstehenden Cyclonen die Rede. Es lag nahe, in ganz ähnlicher Weise die Theorie der absteigenden Luftströme und der davon abhängenden Anticyklonen zu entwickeln und auch hier als Beispiel ein kreisförmig begrenztes, inneres Gebiet anzunehmen. Vor genauerer Ausführung der Rechnung hatte ich geglaubt, dass es sich hierbei einfach um den Wechsel des Vorzeichens der Konstanten c handeln würde. Dabei stösst man aber auf eine eigenthümliche Schwierigkeit: die in den Ausdrücken für die Geschwindigkeitskomponenten im inneren Gebiete auftretende Funktion $f_{(r)}$ (Formel 32) würde für negative Werthe von c und für $r = 0$ unendlich gross werden. Dasselbe gilt von der Funktion $F_{(r)}$ (Gl. 41), welche in den Formeln für den Druck auftritt. Daraus folgt, dass die aufgestellten Formeln nicht mit verändertem Vorzeichen von c auf Anticyklonen angewandt werden dürfen.

Druckminima und Druckmaxima zeigen daher in der theoretischen Behandlung einen charakteristischen Unterschied. Dies entspricht aber, wie ich glaube, auch dem wirklichen Verhalten beider Erscheinungen. Die Depressionen sind gewöhnlich auf eng begrenzte Gebiete beschränkt, aber von erheblicher Intensität, die

Druckmaxima dagegen mit geringer Intensität über weite Flächen ausgebreitet.

Beide Erscheinungen stehen ausserdem derart in innerem Zusammenhang, dass man die aufsteigenden Luftströme als die Ursache der absteigenden Ströme ansehen kann. Hiernach gehört zu einer vollständigen Cyklone ein inneres Gebiet mit aufsteigendem Luftstrom, eine dasselbe umgebende Zone reiner Horizontalbewegung, und in grösserer Entfernung vom Centrum ein ringförmiges Gebiet absteigender Luftströme.

Nimmt man an, dass die Grenzen der drei Gebiete aus concentrischen Kreisen bestehen, so wäre es nicht schwer, mit Hülfe der angezogenen Potentialtheorie das Windsystem auf dem ganzen Gebiete zu berechnen. In diesem Falle, wo es sich um ein ringförmiges Gebiet mit absteigendem Luftstrom handelt, ist die Anwendung der Funktion $f(r)$ auch mit negativem Vorzeichen von c zulässig, und letztere kann dazu benutzt werden, an der Grenze der beiden ringförmigen Gebiete die Continuität der Bewegung herzustellen. Giebt es mehrere Depressionsgebiete mit aufsteigenden Luftströmen, so ist jedes derselben zunächst von einer Zone reiner Horizontalbewegung umgeben, an welche sich dann weitere ringförmige Zonen absteigender Bewegung anschliessen. In der Gegend, wo die verschiedenen Ringsysteme der aufsteigenden Luftströme in einander übergehen, wird ein Gebiet von höchstem Luftdruck mit anticyklonaler Luftbewegung liegen. — Immerhin dürfte der charakteristische Unterschied der Gebiete mit aufsteigenden und absteigenden Luftströmen darin bestehen, dass erstere aus abgeschlossenen, einfach zusammenhängenden Flächenstücken bestehen, letztere dagegen aus einem Netz mehrfach zusammenhängender Regionen.“

Als Oberbeck diese Worte niederschrieb, waren ihm die „Meteorologischen Untersuchungen“ von W. Ferrel noch nicht bekannt geworden. Dieser bedeutende amerikanische Gelehrte hatte aber in der That schon längere Zeit zuvor eine ganz ähnliche Anschauung über das Wesen der Anticyklonen geäussert; es waren Ueberlegungen ganz anderer Art, welche Ferrel zu dieser Anschauung geführt haben; um dieselben gebührend würdigen zu können, ist erforderlich, zunächst Ferrel's Theorie der allgemeinen atmosphärischen Cirkulation kennen zu lernen, welche in § 53 einer eingehenden Betrachtung unterworfen werden soll.

Kapitel III.

Die vertikale Komponente der Luftströmungen.

46. Begriff des vertikalen Gradienten. Wie schon in § 30 erörtert wurde, kann eine Luftmasse in vertikaler Richtung nur dadurch in Bewegung gerathen, dass die dieselbe beeinflussende vertikale Druckdifferenz grösser oder kleiner ist, als das Gewicht der Luftmasse; oder mit anderen Worten: dass die vertikale Druckvertheilung eine andere ist, als diejenige, auf welche sich die gebräuchliche barometrische Höhenformel [Gl. 14), pag. 69] bezieht.

Wird also z. B. auf irgend eine Weise die Differenz

$$(p_1 - p) - s$$

(Fig. 22, pag. 67) grösser als Null, so werden sich die Lufttheilchen in der betreffenden Luftscheibe nach oben zu in Bewegung setzen und auf dem Wege bis zur oberen Grenzfläche eine gewisse Geschwindigkeit w gewinnen; oberhalb dieser Fläche werden sie aber diese Geschwindigkeit w unverändert beibehalten, sobald dort die Druckvertheilung wieder in die normale übergeht. Die Beschleunigung a , multiplicirt mit der Masse ρ des Luftquantums — es wurde, wie pag. 67, 1 Kubikmeter vorausgesetzt — ist für die reibungslose Bewegung das Maass der Gradientkraft; daher die Gleichung:

$$1) \quad (p_1 - p) - s = \rho a,$$

in welcher noch s durch ρg ersetzt werden kann.

Der Analogie wegen haben Guldberg und Mohn auch den vertikalen, in Millimetern Quecksilberhöhe ausgedrückten Gradienten H auf eine Strecke von 111 Kilometern bezogen; leicht ist ersichtlich, dass sich, weil die Höhendifferenz der zwei Punkte 0 und 1 ein Meter beträgt, $(p_1 - p) - s$ zu H geradeso verhält, wie ρp zu G (pag. 119); die linke Seite der vorstehenden Gleichung kann deshalb durch μH ersetzt werden, worin μ den oft angewandten Reduktionsfaktor bezeichnet.

Für den vertikalen Gradienten H , d. h. für die Grösse $\frac{p_1 - p - s}{\mu}$, ergibt sich leicht noch eine andere Definition. Be-

zeichnet man nämlich mit q und q_1 die Gewichte der unterhalb der Punkte 0 und 1 befindlichen Luftsäulen, so sind die Summen:

$$p + q = H$$

$$\text{und} \quad p_1 + q_1 = H_1$$

nichts Anderes, als die auf das Meeresniveau reducirten Pressionen

p und p_1 ; subtrahirt man die erste Gleichung von der zweiten, so findet man:

$$\Pi_1 - \Pi = p_1 - p - (q - q_1) = p_1 - p - s,$$

demnach ist 2)
$$H = \frac{1}{\mu} (\Pi_1 - \Pi);$$

die Existenz des vertikalen Gradienten zwischen zwei übereinanderliegenden Punkten ergibt sich somit daraus, dass für diese Strecke nirgends $\Pi_1 - \Pi$ gleich Null ist, dass also bei der gewöhnlichen Reduktion der entsprechenden Barometerstände auf das Meeresniveau nicht ein und dasselbe Resultat erzielt wird; um die Grösse des Gradienten H zu erfahren, hat man nur die Differenz der reducirten Stände auf die Strecke von 111 Kilometern zu beziehen.

Hiernach scheint die Ermittlung der vertikalen Gradienten eine sehr einfache Aufgabe zu sein; dass es sich aber in Wirklichkeit anders verhält, lehren die Betrachtungen in § 25, pag. 82—84. Die Schwierigkeit liegt eben in der Bestimmung der zwischen dem Meeresniveau und den betreffenden Punkten befindlichen Masse der Luftsäulen.

Wir wollen deshalb im folgenden Paragraphen auf theoretischem Wege ein Urtheil über die eventuelle Grösse der vertikalen Gradienten zu gewinnen suchen.

47. Einfluss der Luftbewegungen auf die vertikale Druckvertheilung.

In analytischer Ausdrucksweise ist $p_1 - p = -\frac{dp}{dh}$, und $a = \frac{dw}{dt}$, so dass Gleichung 1) folgende Gestalt gewinnt:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dh} = g + \frac{dw}{dt}.$$

Hieraus geht hervor, dass der Effekt des Bewegungszustandes als eine Veränderung der Schwerkraftbeschleunigung aufgefasst werden kann. Ganz dementsprechend haben wir schon in § 8 (pag. 28) erkannt, dass die auf der rotirenden Erdoberfläche erfolgende Bewegung eines Körpers dessen Druck auf die Unterlage verringert. Hat also die Luft gleichzeitig eine horizontale Geschwindigkeit V , so ist in der vorstehenden Formel g durch g_V zu ersetzen; dabei ergibt sich:

$$3) \quad -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dh} = g + \Delta,$$

worin: 4)
$$\Delta = -2V\omega \cos \varphi \cdot \sin \nu - \frac{V^2}{R} + \frac{dw}{dt} + F_w.$$

Das letzte Glied bezeichnet den eventuell vorhandenen Reibungswiderstand und ist deshalb eine Funktion der vertikalen Geschwindigkeitskomponente w .

Aehnlich wie pag. 67 setzen wir nun:

$$5) \quad \rho = p \cdot Q,$$

so dass $Qg = K$ [Gl. 12], pag. 69]; alsdann lässt Gl. 3) sich integrieren,

sobald man Δ , ebenso wie g , für die in Rede stehende Schicht vom vertikalen Durchmesser h als konstant betrachtet. Man erhält:

$$6) \quad \text{Log} \frac{P}{p} = Qh(g + \Delta).$$

Für den Ruhezustand der Atmosphäre würde sich, anstatt P , ein anderer Druck P' für die Unterseite der bewegten Schicht oder Säule ergeben, welcher aus

$$7) \quad \text{Log} \frac{P'}{p} = Qhg$$

sich bestimmt; 7) von 6) subtrahirt giebt Folgendes:

$$8) \quad \text{Log} \frac{P}{P'} = Qh\Delta.$$

Hieraus könnte das Verhältniss P/P' , und somit der Einfluss des Bewegungszustandes für irgend eine gegebene Höhe h der Luftschicht ermittelt werden; bequemer ist es indessen, die Mächtigkeit der Schicht in approximativer Weise durch das Verhältniss der Barometerstände an der unteren und oberen Grenzfläche zu charakterisiren, indem man für Qh den aus 7) sich ergebenden Werth substituirt:

$$9) \quad \text{Log} \frac{P}{P'} = \frac{\Delta}{g} \text{Log} \frac{P'}{p}, \text{ oder } \frac{P}{P'} = \left(\frac{P'}{p}\right)^{\frac{\Delta}{g}}.$$

Es bedeute z. B. $p = 620$ mm den Barometerstand auf der Schneekoppe, $P' = 748$ mm zu Breslau (Niveaudifferenz etwa 1450 Meter); es sei ferner $V = 30$ Meter (Geschwindigkeit eines heftigen Sturmes); werden hierbei dw/dt und F_w zu Null angenommen, so findet man (mit $\varphi = 51^\circ$, und $\omega = 0,00007292$) aus 4) folgenden Ausdruck:

$$\frac{\Delta}{g} = - (0,000281 \sin \nu + 0,000014).$$

Die extremen Werthe von Δ/g und die entsprechenden Barometerstände P im Niveau von Breslau sind folgende:

	Δ/g	P
für $\nu = 90^\circ$ (Westwind):	- 0,000295	747,958
für $\nu = 270^\circ$ (Ostwind):	0,000266	748,037.

Daraus ergibt sich, dass unter sonst gleichen Verhältnissen der Luftdruck an der Unterseite des 1450 Meter hohen, mit Sturmeseile dahinbrausenden Luftstromes, für gleichen Luftdruck an der Oberseite, bei Ostwind um etwa 0,079 mm höher sein wird, als bei Westwind.

Hätte man das Glied V^2/R vernachlässigt, so würde sich eine Differenz von 0,080 mm ergeben haben; der Einfluss dieses Gliedes ist also relativ verschwindend. Uebrigens ist ja der ganze Effekt der horizontalen Luftbewegung als höchst geringfügig zu bezeichnen, da eine Druckänderung von 0,08 mm kaum noch beobachtet werden kann. Dieses Resultat könnte insofern Verwunderung erregen, als ja die horizontalen, durch die Erdrotation bedingten Kräfte (pag. 26) von derselben Ordnung sind, wie die vertikalen. Das Missverhältniss ist indessen auch nur ein scheinbares, denn aus einem horizontalen Gradienten von 5 mm (welcher bei stürmischen Winden in der Regel kaum erreicht wird) berechnet sich für eine Strecke von 1500 Metern ebenfalls nur eine Druckdifferenz von 0,07 mm.

Zur Beurtheilung des vertikalen Bewegungszustandes auf die Druckvertheilung setzen wir beispielsweise in 9) $P' = 748,0$ und $P = 748,1$ mm,

und für p wieder, wie vorher, den auf die Schneekoppe sich beziehenden Werth: 620 mm. Werden nun in dem Ausdrucke 4) für Δ alle Glieder, ausser $\frac{dw}{dt}$, gleich Null gesetzt, so findet man aus 9):

$$\frac{dw}{dt} = 0,007 \text{ Meter};$$

diesem Werthe nach würde ein im Niveau von Breslau sich in Bewegung setzendes Lufttheilchen das Niveau der Schneekoppe mit einer Geschwindigkeit von 4,58 Metern erreichen.

Es ist aber ganz unwahrscheinlich, dass in unseren grossen Cyklonen und Anticyklonen überhaupt so grosse vertikale Geschwindigkeiten vorkommen (vergl. pag. 149). Anders mag es sich mit den selteneren Erscheinungen der Tornados und Wettersäulen verhalten; im Allgemeinen dürfte man berechtigt sein, in der freien Atmosphäre den Einfluss des Bewegungszustandes auf die vertikale Druckvertheilung als eine zu vernachlässigende Grösse zu betrachten.

Letztere Annahme wird indessen nicht mehr zulässig sein, wo hohe und lange Gebirgsketten die Ausgleichung des Druckes stören und dadurch modificirend auf die Luftströmungen einwirken. Wenn wir z. B. bemerken, dass sich Luftmassen am Kamme eines Gebirges in Bewegung setzen und — den Abhang hinabgleitend — als stürmischer Wind unten ankommen, so muss ein beträchtlicher vertikaler Gradient vorhanden sein; und zwar ist derselbe (mindestens!) ebenso gross, als ob der gleiche Betrag der Endgeschwindigkeit in der freien Atmosphäre auf einer rein vertikal abwärts gerichteten Bahn von derselben vertikalen Senkung zu Stande gekommen wäre.

48. Vorbetrachtung bezüglich der dynamischen Temperaturänderungen in der Atmosphäre. Wenn irgend ein fester Körper von dem Gewichte X durch die Muskelkraft des Armes gerade schwebend erhalten wird, so ist letztere genau ebenso gross, wie die Schwerkraft X , welche den Körper nach unten zieht. Lässt man nun die Kraft des Armes nur noch um eine sehr kleine Grösse zunehmen, so giebt der Körper den Zustand der Ruhe auf und bewegt sich — der Schwerkraft entgegen — nach oben. Geschieht dieses Aufsteigen, nach den ersten wenigen Momenten beschleunigter Bewegung, vollkommen gleichförmig (wenn auch vielleicht sehr langsam), so ist die Kraft des Armes derjenigen der Schwere wieder genau gleich und die Arbeits-Leistung des Armes besteht somit aus dem Produkte der Schwerkraft X in den Weg h , um welchen der Körper gestiegen ist (vergl. pag. 41). Es wird also ein gewisses Arbeitsquantum des Armes verbraucht, um eine identische Arbeit: die Hebung des Körpers X um die Höhe h zu leisten.

Es ist gegenwärtig allgemein anerkannt, dass die Quelle der von der Muskelkraft verrichteten Arbeit in den Verbrennungsprocessen innerhalb des animalischen Körpers zu suchen ist; letztere

erzeugen Wärme, und die Muskeln repräsentieren eine Maschine, durch welche diese Wärme in Arbeit umgesetzt wird, wobei das in der Einleitung (pag. 41) erörterte Verhältniss zwischen Wärme und Arbeit gerade so massgebend ist, wie in der unorganischen Natur; der rühmlichst bekannte Physiker G. A. Hirn hat hierfür durch Versuche an einer Tretmaschine einen direkten Beweis geliefert.

Man stelle sich nun vor, dass der vorhin besprochene vertikal aufsteigende Körper nicht einer äusseren Kraft seine Hebung verdanke, sondern dass auf irgend eine Weise die Wärme, welche zu dieser Arbeitsleistung erforderlich ist, dem Körper selbst entnommen werde! Alsdann muss im Allgemeinen die Temperatur des Körpers sinken, und zwar um einen Betrag, welcher sich leicht angeben lässt, wenn die Wärme-Kapazität*) C des Körpers bekannt ist. Da sich nämlich die Schwerkraft innerhalb der hier in Betracht kommenden Dimensionen nicht wesentlich ändert, so ist der Wärme-Verbrauch für gleiches Aufsteigen in allen Höhen derselbe, und somit auch die entsprechende Abkühlung des Körpers eine konstante Grösse (falls letzterer homogen und seine spezifische Wärme bei allen Temperaturen dieselbe ist). Steigt der Körper um h Meter, so wird die Arbeit $X \cdot h$ geleistet, welcher die Wärmemenge AXh äquivalent ist; die gesuchte Temperatur-Abnahme $\tau_0 - \tau$ bei dem Aufsteigen um h Meter ist somit ausgedrückt durch die Gleichung:

$$1) \quad AXh = C(\tau_0 - \tau).$$

Wird beispielsweise diese Gleichung auf die Masseneinheit (Kilogramm) trockener Luft angewandt, so ist $X = 1 \cdot g$ (Krafteinheiten), und $C = C_p = 0,2375$ zu setzen; mit Rücksicht auf $A = \frac{1}{424 \cdot g_{45}}$ (pag. 41) ergibt sich:

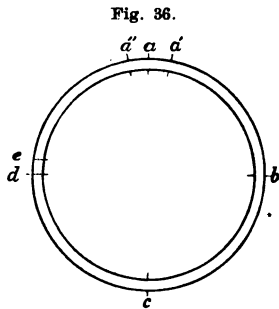
$$2) \quad \tau_0 - \tau = h \frac{gA}{C_p} = h \cdot 0,00993 \cdot \frac{g}{g_{45}};$$

d. h. die Temperatur-Abnahme würde in trockener Luft für jede Hebung von 100 Metern $0,993 \cdot \frac{g}{g_{45}}$, also fast genau $1^\circ C$. betragen.

*) Unter Wärme-Kapazität des Körpers vom Gewichte X bei der Temperatur τ^0 ist hier diejenige Wärmemenge zu verstehen, welche zur Erwärmung desselben von τ^0 auf $(\tau + 1)^\circ$ erforderlich ist. Die Wärme-Kapazität der Masseneinheit (eines homogenen Körpers) wird bekanntlich „spezifische Wärme“ genannt.

Diese kurze Betrachtung lehrt, dass wir in sehr einfacher Weise über die Temperatur-Aenderungen in auf- und absteigenden Luftbewegungen würden Aufschluss erhalten können, wenn es uns gelänge, zu der Ueberzeugung zu kommen, dass hierbei die Hebungarbeit der Schwere wirklich den aufsteigenden Luftmassen selbst in Form von Wärme entnommen wird; denn dass letzteres unter allen Umständen der Fall sei, ist offenbar von vornherein durchaus nicht als wahrscheinlich zu bezeichnen. Zur näheren Prüfung der Frage wird es rathsam sein, zunächst ein anderes Beispiel vertikaler Bewegungen ins Auge zu fassen.

Von einem festen kugelförmigen Körper, welcher in eine kreisförmige, vertikal gestellte Rinne (Fig. 36) eingeschlossen ist, werde angenommen, dass weder Luftwiderstand, noch andere Reibungshindernisse die Bewegung desselben verzögernd beeinflussen!



Lässt man diesen Körper vom Punkte a' , welcher dem höchsten Punkte a sehr nahe liegt, einfach herabrollen, so erlangt derselbe im Punkte c eine derartige Geschwindigkeit, dass er auf der anderen Seite, über d hinaus, wieder bis zu dem zu a' symmetrisch gelegenen Punkte a'' aufzusteigen vermag. Wenn man nun aber den Versuch dahin modificirt, dass man dem Körper in a' von vornherein noch eine gewisse Geschwindigkeit verleiht, so wird derselbe nicht nur bis a'' aufsteigen, sondern a erreichen und sogar über diesen höchsten Punkt hinausgehen, wird also die vorgeschriebene Bahn immerfort in derselben Richtung durchlaufen; allerdings mit sehr wechselnder Geschwindigkeit, denn die Bewegung wird ja durch die Schwerkraft auf dem Wege abc beschleunigt, in cda verzögert! Dahingegen würde die Bewegung in eine vollkommen gleichförmige übergehen, wenn irgend eine vertikal aufwärts gerichtete Kraft das Gewicht des Körpers fortwährend genau äquilibrirte; dabei hätte diese Kraft auf dem Wege cda eine positive, auf der Strecke abc dagegen eine ebenso grosse und sofort angebbare negative Arbeit zu leisten.

Nun denke man sich die Rinne aus einer vollkommen dehnbaren, aber adiathermanen Membran bestehend, und den isolirten Körper durch eine Luftmasse ersetzt, welcher die ganze Rinne ausfüllt und somit einen Luftstrom repräsentirt, in welchem die Spannkraft an irgend einer Stelle genau gleich ist der Spannkraft der umgebenden Atmosphäre in derselben Höhe! Geradeso, wie der

isolierte Körper, wird auch dieser Luftring — bei Abwesenheit aller Reibung — infolge eines einmaligen Impulses ununterbrochen cirkuliren, und zwar wird die Bewegung desselben nahezu gleichförmig von Statten gehen, weil die soeben bei dem festen Körper supponirte, der Schwere entgegenwirkende Kraft im vorliegenden Falle durch die umgebende Atmosphäre wirklich gegeben ist. Vollkommen gleichförmig wird aber die Cirkulation nur dann erfolgen können, wenn sich die Dichtigkeit der Luft während der vertikalen Bewegungen in genau derselben Weise ändert, wie in den umgebenden ruhenden Luftmassen! Die cirkulirende Luft muss sich also umso mehr ausdehnen, je höher sie aufsteigt, so dass der Querschnitt des Stromes oben am grössten, unten am kleinsten ist, wenn die Bewegung eines jeden Theilchen eine gleichförmige sein soll.

Wenn sich aber ein Luftquantum vertikal aufwärts bewegt infolge davon, dass dasselbe von den benachbarten ruhenden Luftmassen vollkommen getragen wird, so müssen letztere genau dasselbe leisten, wie die Muskelkraft des Armes in dem oben betrachteten Falle des gleichförmigen Aufsteigens des festen Körpers, d. h. sie verrichten eine Arbeit gleich dem Produkt Xh . Hier muss nun aber befremden, dass die umgebenden Luftmassen sich in vollständiger Ruhe befinden, während der geschlossene Luftring cirkulirt; von einer Arbeitsleistung kann aber nur dort die Rede sein, wo der Angriffspunkt der Kraft verschoben wird. Bei näherer Betrachtung des Vorganges verschwindet indessen das Paradoxon. Ein kleiner zwischen 2 horizontalen Querschnitten eingeschlossener Theil des vertikalen Stromes wird dadurch getragen, dass die umgebende Atmosphäre auf die untere Fläche den Druck p_u , auf die obere den kleineren Druck p_o ausübt, so zwar, dass $p_u - p_o = X$ ist. Die Atmosphäre kann nun aber nicht direkt, sondern nur durch Vermittelung anderer Theile des Luftstromes jene Pressionen ausüben; diese oben und unten angrenzenden Theile schreiten mit dem betrachteten Luftquantum aufwärts fort, und sie sind es, welche die erforderliche Arbeit leisten. Sie können das aber nur auf Kosten ihres eigenen Wärme-Inhalts und erleiden dabei die oben berechnete Abkühlung.

Jenes Gesetz der konstanten Temperaturabnahme im aufsteigenden Luftstrom (Gl. 2) ist aber dem Vorstehenden zufolge nur dann in voller Strenge gültig, wenn dieselbe Temperaturabnahme in der umgebenden Atmosphäre schon von vornherein vorhanden ist (hier wird natürlich vorausgesetzt, dass die Luft innen und aussen dieselbe chemisch-physikalische Zusammensetzung

hat). Nimmt beispielsweise die Temperatur in der ruhenden Atmosphäre nach oben zu schneller ab, als im aufsteigenden Strome, so ist nach Zurücklegung eines kleinen Weges die Temperatur aussen niedriger als innen, und somit $p_u - p_o$ nicht mehr gleich dem Gewichte X des Luftquantums, sondern grösser als letzteres; dadurch wird dasselbe in eine beschleunigte Bewegung gerathen*); die Arbeitsleistung beim Aufsteigen um die Höhe h ist aber nach wie vor $(p_u - p_o) h$, welches grösser ist als Xh ; demselben Aufsteigen mus somit eine grössere Abkühlung entsprechen, als im ersten Falle. Hieraus folgt, dass die dynamische Temperatur-Aenderung eines isolirten Luftquantums, welches sich in der sonst ruhenden Atmosphäre auf- oder abwärts bewegt, im Allgemeinen dem einfachen Gesetze 2) nicht entspricht, sondern mit der vertikalen Temperaturvertheilung in der ruhenden Atmosphäre variirt.**)

49. Die vertikale Druckvertheilung bei Annahme einer gleichförmigen vertikalen Temperaturänderung. Ist auch die Abnahme des Luftdrucks mit zunehmender Höhe bereits durch Besprechung der barometrischen Höhenformel behandelt worden, so empfiehlt sich für die hier vorliegenden Fragen doch eine etwas

*) Als wichtiges Resultat dieser Betrachtung könnte schon an dieser Stelle der weiter unten pag. 170 auf andere Weise gewonnene Satz bezüglich der Gleichgewichtszustände der Atmosphäre konstatirt werden.

**) Derselben Beschränkung unterliegt auch die Verwendung der folgenden einfachen und sonst recht fruchtbringenden Betrachtungsweise.

Nach pag. 44, Gl. 9'), in der Fussnote kann die Differentialgleichung für adiabatische Zustandsänderungen ($dQ = 0$) geschrieben werden:

$$C_p dT = A v dp.$$

Andrerseits lautet die Differentialgleichung für die Abnahme des Luftdrucks mit der Höhe: $dp = -s dh$, oder [§ 11, Gl. 5) und Fussnote zu pag. 38]

$$v dp = -dh.$$

Aus beiden folgt durch Elimination von $v dp$:

$$dT = \frac{A}{C_p} g dh$$

oder
$$\tau_0 - \tau = h \cdot \frac{Ag}{C_p} = h \cdot 0,00993 \frac{g}{g_{45}},$$

in Uebereinstimmung mit Gl. 2).

Da aber diese Betrachtungsweise auf die in der ruhenden Atmosphäre bereits bestehende vertikale Druckvertheilung gar keine Rücksicht nimmt, so würde sie in voller Strenge nur dann gültig sein, wenn etwa die ganze Atmosphäre in vertikale Bewegung gerieth, oder wenn der vertikale Luftstrom durch eine starre Wand von der umgebenden Atmosphäre vollkommen getrennt wäre.

abweichende Auffassung des Problems, welche jetzt kurz besprochen werden soll.

Nach pag. 67 lautet die höchst einfache und ohne Weiteres verständliche Grundgleichung:

$$3) \quad dp = -s dh.$$

$S = 59$

Für das spezifische Gewicht s der feuchten Luft ist aber in der Einleitung (pag. 47 Gl. 15') der Ausdruck:

$$s = [\rho]_0 g \frac{p - 0,378 \cdot e}{p_0} \frac{273}{273 + \tau} = \frac{g}{R} \cdot \frac{p}{273 + \tau} \left(1 - 0,378 \cdot \frac{e}{p}\right)$$

entwickelt, worin

$$4) \quad R = \frac{p_0}{273 [\rho_0]} = 29,272 \cdot g_{45}$$

die Gaskonstante der trockenen Luft bedeutet*) (vergl. 2), pag. 39).

Setzt man ferner zur Abkürzung:

$$5) \quad \bar{T} = \frac{273 + \tau}{1 - 0,378 \frac{e}{p}},$$

so ergibt sich

$$6) \quad s = \frac{g}{R} \frac{p}{\bar{T}}.$$

Der Ausdruck 5) ist von Guldberg und Mohn als virtuelle Temperatur bezeichnet worden; verschwindet die Feuchtigkeit aus der Luft ($e = 0$), so geht \bar{T} über in die absolute Temperatur T . Da übrigens in der Atmosphäre e gegen p immer sehr klein bleibt, so werden die beiden, unter \bar{T} und T zu verstehenden Begriffe, einander stets sehr nahe verwandt sein. Bei Anwendung des Ausdruckes 6) für s geht nun die Grundgleichung 3) über in

$$7) \quad \frac{dp}{p} = -\frac{g}{R} \cdot \frac{dh}{\bar{T}}.$$

Um die Temperatur als eine Funktion der Höhe h in die Gleichung einzuführen, machen wir mit Reye, Guldberg und Mohn die einfachste Annahme einer der Höhe proportionalen Aenderung der (virtuellen) Temperatur:

$$8) \quad \bar{T} = \bar{T}_1 - \theta h,$$

oder auch:

$$d\bar{T} = -\theta dh.$$

Wendet man die letzte Form an und führt dadurch $d\bar{T}$ für

*) Unserer Symbolik entsprechend sollte R in eckige Klammern eingeschlossen werden; der Einfachheit halber sind letztere fortgelassen, zumal es keinen Sinn hat, bei feuchter Luft von einer Gas-Konstanten zu sprechen.

dh in 7) ein, so gelangt man zunächst zu einer Differential-Gleichung zwischen p und \bar{T} :

$$\frac{dp}{p} = \frac{g}{\theta \cdot R} \frac{d\bar{T}}{\bar{T}},$$

welche, wenn g als konstant betrachtet wird, sogleich integrirt werden kann, da allgemein $d \text{Log } x = \frac{dx}{x}$ ist; führt man vorher zur Abkürzung noch ein:

$$9) \quad m = \frac{g}{\theta \cdot R},$$

so resultirt die gesuchte Beziehung in der einfachen Form:

$$10) \quad \frac{p}{p_1} = \left(\frac{\bar{T}}{\bar{T}_1} \right)^m,$$

worin p_1 und \bar{T}_1 den Druck und die virtuelle Temperatur am unteren Ende der Luftsäule h bezeichnen.

Wird schliesslich mit Hülfe von 8) noch \bar{T} durch h ersetzt, so gelangt man zu der barometrischen Höhenformel:

$$11) \quad \frac{p}{p_1} = \left(1 - \frac{\theta h}{\bar{T}_1} \right)^m,$$

worin nach 9) für θ noch der Werth: $\theta = \frac{g}{mR}$ gesetzt werden kann. Wenn es sich darum handelt, den Druck p in einem Punkte zu erfahren, welcher tiefer liegt, als der mit dem Index 1 bezeichnete Ausgangspunkt, so ist natürlich die Höhe h negativ zu nehmen.

Man beachte noch, dass die zur Abkürzung eingeführte Konstante m um so grösser ist, je kleiner θ , d. h. die Temperaturabnahme für eine Höhendifferenz von einem Meter.

50. Dynamische Temperatur-Änderungen und Störungen des Gleichgewichtes; a) für trockene Luft. In der folgenden Betrachtung soll trockene Luft vorausgesetzt werden, weil für diese die in der Einleitung entwickelte Poisson'sche Gleichung (12') pag. 45) uneingeschränkte Gültigkeit besitzt; wir geben derselben durch Potenziren auf

$$12) \quad \varepsilon = \frac{\alpha}{\alpha - 1} = 3,44 \left[= \frac{C_p}{AR} = \frac{273 C_p [q]_0}{Ap_0}, \text{ vgl. p. 45 Fussnote} \right]$$

folgende Form:

$$13) \quad \frac{p}{p_1} = \left(\frac{\bar{T}'}{\bar{T}_1} \right)^\varepsilon,$$

worin T' und p , sowie T_1 und p_1 korrespondirende Werthe der absoluten Temperatur und des Druckes bezeichnen. Ein abgeschlossenes Luftquantum, welches von einer adiathermanen, aber vollkommen dehnbaren Hülle umgeben ist, wird sich von T_1 auf T' abkühlen, wenn es auf irgend eine Weise von dem Niveau $(p_1 T_1)$ in ein höheres Niveau versetzt wird, in welchem der Druck nur p Kräfteinheiten pro Quadratmeter beträgt. Die vertikale Steigung h , welche die Luftmasse zu diesem Ende auszuführen hat, wird je nach der, durch θ oder m charakterisirten vertikalen Temperaturabnahme in der ruhenden Atmosphäre verschieden sein; sie ergibt sich aus Gleichung 11), wenn \bar{T} durch T ersetzt wird, wie überhaupt sämtliche Gleichungen 3) bis 11) hierdurch ohne Weiteres für trockene Luft volle Gültigkeit erlangen. Eliminiert man aber p/p_1 aus 11) und 13), so findet man:

$$14) \quad \frac{T'}{T_1} = \left(\frac{T_1 - \theta h}{T_1} \right)^{\frac{m}{\epsilon}}$$

und diese Gleichung bestätigt das oben auf ganz anderem Wege abgeleitete Resultat, nach welchem das einfache Gesetz einer Temperaturabnahme von rund 1° pro hundert Meter im aufsteigenden Luftstrom nur dann zu Recht besteht, wenn dieselbe Temperaturabnahme in der umgebenden Atmosphäre schon von vornherein existirt.

Aus Gleichung 14) erkennt man nämlich unmittelbar; dass T' in eine lineare Funktion der Höhe h übergeht, wenn $m = \epsilon$ wird, nämlich: $T' = T_1 - \theta_0 h$, worin $\theta_0 = \frac{g}{\epsilon R}$; aber nur bei diesem bestimmten Werthe von m ergibt sich vorstehende Vereinfachung; im Allgemeinen ist die Abnahme $T_1 - T'$ nicht für dieselbe Höhendifferenz stets die gleiche, sondern von der absoluten Höhe abhängig.*) Dass aber der für $m = \epsilon$ resultirende

*) Deutlicher zu erkennen bei Differentiation der Gleichung 14):

$$\frac{\partial T'}{\partial h} = -\theta_0 \frac{m}{\epsilon} \left(1 - \frac{\theta h}{T_1} \right)^{\frac{m}{\epsilon} - 1}$$

Die Temperaturabnahme für je 1 Meter Hebung wird von T_1 und h nur dann unabhängig, wenn m den Werth ϵ annimmt, so dass die Klammergrösse der Einheit gleich wird:

$$\frac{\partial T'}{\partial h} = -\theta_0 = \frac{g}{\epsilon R}, \text{ wie oben.}$$

Koeffizient von h mit dem oben, p. 163 gefundenen übereinstimmt, lehrt die Substitution des unter 12) für ε angegebenen Ausdruckes; denn es ergibt sich:

$$15) \quad \theta_s = \frac{g}{\varepsilon R} = \frac{gA}{C_p} = 0,00993 \frac{g}{g_{45}},$$

was mit dem oben durch Gl. 2) gewonnenen Resultate identisch ist.

Jedenfalls spielt also die durch $m = \varepsilon$ charakterisirte Temperaturabnahme in der ruhenden Atmosphäre eine besondere Rolle, welche noch deutlicher zu Tage treten wird, wenn man in Gl. 14) für die Höhendifferenz h die Temperatur T der ruhenden Luft substituirt; durch 8) geht nämlich Gl. 14) in die folgende über:

$$16) \quad \frac{T'}{T_1} = \left(\frac{T}{T_1} \right)^{\frac{m}{\varepsilon}},$$

(welche auch unmittelbar aus 13) und 10) durch Elimination von p/p_1 hätte erhalten werden können.)

Es ist also stets $T' = T$, wenn $m = \varepsilon$, oder $\theta = 0,00993 \cdot g/g_{45}$; dahingegen ist $T' < T$, wenn $m > \varepsilon$, da T/T_1 ein echter Bruch ist. $T' < T$ bedeutet, dass die Dichtigkeit, und somit auch das spezifische Gewicht der aufgestiegenen Luft grösser ist, als das der umgebenden Luftmassen; in diesem Falle erlangt also die auf irgend eine Weise aufwärts beförderte Luft keinerlei Tendenz, weiter emporzusteigen, im Gegentheil: sie wird wieder herabzusinken bestrebt sein. Dahingegen wird sie eine einmal eingeleitete vertikale Bewegung — sei nun letztere auf- oder abwärts gerichtet — mit wachsender Tendenz fortzusetzen streben, wenn $m < \varepsilon$ ist als ε , d. h. wenn die Temperaturabnahme in der ruhenden Luft grösser ist als rund 1° pro 100 Meter. In anderen Worten:

Der Gleichgewichtszustand der Atmosphäre (trockene Luft vorausgesetzt) ist ein **indifferent**, wenn die Temperatur in vertikaler Richtung um $0,993 \text{ g/g}_{45}$ Grad für 100 Met. abnimmt; dahingegen ist derselbe ein **stabiler**, wenn dieser Betrag der Temperaturabnahme nicht erreicht, — ein **labiler**, wenn er überschritten wird.

Den Betrachtungen in § 49 zufolge ist die wichtige Grenze zwischen dem stabilen und labilen Gleichgewichtszustande dadurch charakterisirt, dass die dem aufsteigenden Luftquantum in Form von Wärme entzogene Arbeit identisch ist mit der Hebungsarbeit des Luftquantums.

Ein beachtenswerther extremer Fall des labilen Gleichgewichtes besteht darin, dass die Dichtigkeit einer Luftschicht

an ihrer Unterseite geringer wird, als an der oberen. Von vornherein kann angenommen werden, dass dieser Zustand eine noch wesentlich grössere Temperatur-Abnahme, als 1° pro 100 m, zur Voraussetzung hat.

Um den wirklichen Betrag derselben zu ermitteln, hat man die Dichtigkeit ϱ als Funktion der (als gleichförmig vorausgesetzten) Temperaturabnahme darzustellen; und zu diesem Zwecke sind die beiden Gleichungen:

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{T}{T_1}\right)^m \quad \text{und} \quad \frac{p}{p_1} = \frac{\varrho}{\varrho_1} \frac{T}{T_1},$$

von denen die erste mit 10) identisch ist, und die zweite das Mariotte-Gay-Lussac'sche Gesetz ausspricht, unter Elimination von p/p_1 zu kombiniren; hierbei ergibt sich:

$$17) \quad \frac{\varrho}{\varrho_1} = \left(\frac{T}{T_1}\right)^{m-1};$$

Die Dichtigkeiten ϱ und ϱ_1 werden einander gleich, wenn m den Werth 1 annimmt: nach 9) ergibt sich hieraus für θ die Bedingung:

$$\theta = \frac{g}{R} = \frac{1}{29,272} \frac{g}{g_{45}} = 0,0342 \frac{g}{g_{45}}.$$

Die gesuchte Temperaturabnahme beträgt also durchschnittlich $3,42^{\circ}$ für 100 Meter (indem sie — streng genommen — eine Funktion der Schwerkraft ist). Sobald sich die Temperaturabnahme über diese Grenze erhebt, ist der Zustand ein derartiger, als ob Wasser über Oel geschichtet wäre, was nur bei vollkommen horizontaler Trennungsfläche beider Schichten möglich ist. Jede kleine Störung der Horizontalität muss eine vollkommene Umlagerung der beiden, verschieden schweren Flüssigkeiten herbeiführen.

b) Feuchte Luft, welche noch nicht gesättigt ist. Wenn alles Wasser in Form von Dampf in der Luft vorhanden ist, so kann letztere — wie schon pag. 51 hervorgehoben — gleich einem Gemisch aus trockener atmosphärischer Luft und irgend einem anderen permanenten Gase behandelt werden, d. h. man darf (innerhalb der hier in Betracht kommenden Grenzen) annehmen, dass jeder Bestandtheil für sich den Gasgesetzen folgt,*) und kann

*) Nach Regnault liefert z. B. die Berechnung von D (der Wasserdampfmenge in 1 Kubikmeter) nach 17) pag. 48 selbst für gesättigte Luft Resultate, welche von direkten Bestimmungen höchstens um $1/1000$ abweichen.

beispielsweise auch die spezifische Wärme \bar{C}_p aus den Bestandtheilen berechnen.

Hieraus folgt, dass die Poisson'sche Gleichung [13]) auch auf feuchte Luft angewendet werden kann, wenn man in dem (letzten) Ausdrücke für ε (Gl. 12) C_p und $[\varrho]_0$ durch die entsprechenden Werthe \bar{C}_p und ϱ_0 für feuchte Luft ersetzt. Somit ist:

$$18) \quad \bar{\varepsilon} = \frac{273 \bar{C}_p \varrho_0}{Ap_0}.$$

Um \bar{C}_p berechnen zu können, muss man zunächst die Masse D' des Wasserdampfes in 1 Kilogramm feuchter Luft ermitteln. In der Einleitung (pag. 47, Gl. 14) ist die Menge D des Wasserdampfes in 1 Kubikmeter (= ϱ Kilogrammen) feuchter Luft angegeben; hieraus resultirt D' nach der Proportion:

$$D:\varrho = D':1; \text{ es ist also: } D' = \frac{D}{\varrho},$$

so dass man, mit Rücksicht auf 15) pag. 47, den folgenden Ausdruck erhält:

$$19) \quad D' = 0,622 \frac{e}{p - 0,378 e}.$$

In ganz analoger Weise findet man aus 13) und 15) pag. 47, die Menge L' der trockenen Luft in 1 Kilogramm feuchter Luft:

$$20) \quad L' = \frac{p - e}{p - 0,378 e}.$$

Wird nun mit $\bar{c} = 0,4805$ die spezifische Wärme des Wasserdampfes bezeichnet (während C_p für trockene Luft beibehalten wird), so findet man aus $\bar{C}_p = C_p L' + \bar{c} D'$ mit Hilfe von 19) und 20):

$$21) \quad \bar{C}_p = \frac{C_p + (\bar{c} 0,622 - C_p) \frac{e}{p}}{1 - 0,378 \frac{e}{p}},$$

während nach pag. 47, Gl. 15) die spezifische Masse ϱ_0 der feuchten Luft im Normalzustande*) in folgender Weise auszudrücken ist:

$$22) \quad \varrho_0 = [\varrho]_0 \left(1 - 0,378 \frac{e}{p} \right).$$

*) Dieser Begriff hat hier nur eine ideelle Bedeutung, indem vorausgesetzt wird, dass bei der Abkühlung auf 0° (und Herstellung des Druckes von $p_0 = 10333 \text{ g}_{45}$ Kräfteinheiten) eine Ausscheidung von Wasser nicht erfolge, sondern nur eine dem Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetze entsprechende Kontraktion, bei welcher e und p einander stets proportional bleiben.

Werden nun diese Ausdrücke in 18) substituiert, so erhält man mit Rücksicht auf 4), pag. 167:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{C_p}{AR} \cdot \left[1 + \left(\frac{c \cdot 0,622}{C_p} - 1 \right) \frac{e}{p} \right],$$

worin der Faktor vor der Klammer nach 12) nichts Anderes bedeutet, als den Werth $\varepsilon = 3,44$ für trockene Luft; somit lautet die Poisson'sche Gleichung, angewandt auf feuchte, aber nicht gesättigte Luft:

$$23) \quad \frac{p}{p_1} = \left(\frac{T'}{T_1} \right)^{\bar{\varepsilon}},$$

worin $\bar{\varepsilon}$ unter Einführung der numerischen Werthe für C_p und c , durch

$$24) \quad \bar{\varepsilon} = 3,44 \left(1 + 0,258 \frac{e_1}{p_1} \right).$$

zu definiren ist. Zum Unterschiede von der Temperatur T der umgebenden Atmosphäre bezeichnet T' , wie oben, die Temperatur des aufsteigenden Luftquantums; eliminirt man aus 23) und 10)*) den Quotienten p/p_1 , so resultirt (analog der Gleichung 16):

$$25) \quad \frac{T'}{T_1} = \left(\frac{T}{T_1} \right)^{\frac{m}{\bar{\varepsilon}}},$$

woraus für den Zustand des indifferenten Gleichgewichts wieder die Bedingung $m = \bar{\varepsilon}$, oder:

$$26) \quad \bar{\theta}_s = \frac{g}{\varepsilon R} = \frac{0,00993}{1 + 0,258 \frac{e_1}{p_1}} \cdot \frac{g}{g_{45}}$$

sich ergibt. Da während der Veränderungen, welche in diesem Stadium mit dem aufsteigenden Luftquantum erfolgen, das Verhältniss e/p stets ungeändert bleibt, so ist $\bar{\varepsilon}$ auf dem ganzen Wege eine Konstante, welche indessen mit den ursprünglichen Werthen p_1 und e_1 des Luft- und Dampfdruckes variirt.

Uebrigens sind ε und $\bar{\varepsilon}$, sowie θ_s und $\bar{\theta}_s$ überhaupt nur wenig von einander verschieden; jedoch ist stets $\bar{\theta}_s$ kleiner als θ_s , so dass, bei wachsender vertikaler Temperatur-Abnahme in der ruhenden Atmosphäre, der Zustand des labilen Gleichgewichtes in feuchter Luft etwas eher erreicht wird, als in trockener Luft.

*) Wir nehmen T für \bar{T} , setzen also für die absolute Temperatur eine der Höhe proportionale Aenderung voraus: $T = T_1 - \theta h$.

c) **Mit Wasserdampf gesättigte Luft.** Wenn ein Quantum Luft, welches mit Wasserdampf gesättigt ist, ohne Wärme-Zu- oder Abfuhr von aussen sich ausdehnt, so erfolgt mit der Abkühlung eine Kondensation von Wasserdampf und die hierbei frei werdende Wärme verzögert die Abkühlung (kann aber niemals eine wirkliche Temperatursteigerung herbeiführen).

In der Einleitung (Seite 44, Fussnote) wurde darauf hingewiesen, dass die mehrfach erwähnte Poisson'sche Gleichung unmittelbar aus der Differentialgleichung:

$$dQ = C_p dT - ART \frac{dp}{p}$$

gewonnen werden kann, indem man die einem Kilogramme trockener Luft zuzuführende Wärmemenge $dQ = 0$ setzt.

Wenn aber die Luft mit Wasserdampf gesättigt ist, so hat dQ nicht den Werth Null, sondern entspricht derjenigen Wärmemenge, welche von dem condensirten Wasserdampfe abgegeben wird; bezeichnet man aber mit r die Verdampfungswärme des Wassers bei der in Rede stehenden Temperatur T , und mit D' das Gewicht des Wasserdampfes in 1 Kilogramm der feuchten Luft, so ist offenbar

$$- r \cdot dD'$$

die bei der Temperatur-Aenderung $-dT$ durch Kondensation frei werdende Wärmemenge.

Unter 19) ist D' als Funktion des Luft- und Dunstdruckes angegeben; zur Vereinfachung setzen wir indessen näherungsweise:

$$D' = 0,622 \frac{e}{p}$$

Um dD' zu gewinnen, nehme man vor der Differentiation dieser Gleichung die natürlichen Logarithmen; alsdann ergibt sich:

$$\frac{dD'}{D'} = \frac{de}{e} - \frac{dp}{p},$$

und somit $dQ = -r dD' = -r D' \left(\frac{de}{e} - \frac{dp}{p} \right)$,

und wenn dieser Werth von dQ in obige Differentialgleichung eingeführt wird:

$$\left(\frac{r D'}{e} \frac{de}{dT} + C_p \right) dT = (ART + r D') \frac{dp}{p}.$$

Diese Gleichung würde leicht integrirt werden können, und ein der Poisson'schen Gleichung analoges Resultat ergeben, wenn in der Klammergrösse rechts auch das zweite Glied $r D'$ den Faktor

T enthielte; jedenfalls wächst aber dieses Glied mit der Temperatur, denn r ändert sich wenig, D' aber nimmt nach 19) bedeutend zu, da wir es mit gesättigtem Wasserdampfe zu thun haben und die Spannkraft e des gesättigten Dampfes mit der Temperatur in wachsendem Tempo zunimmt; nehmen wir als erste Annäherung an, dass rD' der absoluten Temperatur proportional sei, so können wir der ganzen Klammergrösse rechts die Form $a \cdot T$ geben, worin $a = AR + \frac{rD'}{T}$ ist; dividirt man nun die letzte Gleichung durch aT , und integrirt, so kommt:

$$27) \quad \frac{p}{p_1} = \left(\frac{T}{T_1}\right)^a,$$

worin der Exponent definirt ist durch:

$$28) \quad \varepsilon = \frac{C_p + 0,622 \frac{r}{p} \frac{de}{dT}}{AR + 0,622 \frac{r}{p} \frac{e}{T}} \quad \text{(Für } D' \text{ wurde der vorstehende Näherungswerth substituirt.)}$$

Die Gleichung 27) entspricht vollkommen den Gleichungen 13) und 23); während aber ε wenigstens für jeden einzelnen Fall eine Konstante repräsentirt, ist ε gänzlich variabel. Begreiflicher Weise kann deshalb Gleichung 27) nicht dazu dienen, für eine bedeutende Aenderung der Temperatur die entsprechende Druck-Aenderung genau zu berechnen.*) Darauf aber kommt es hier auch nicht an, wo es sich in erster Linie darum handelt, die Bedingungen für das indifferente Gleichgewicht aufzufinden. Zu diesem Zwecke hat man wieder — unter der Voraussetzung, dass der Druck in der aufsteigenden Luft mit demjenigen der umgebenden Atmosphäre in gleicher Höhe stets identisch sei — aus 27) und 10) den Quotienten p/p_1 zu eliminiren, und gelangt dadurch zu der mit 16) und 25) korrespondirenden Gleichung:

*) Die hierzu erforderliche Gleichung ist von Reye in seinem Buche über die Wirbelstürme abgeleitet; es ist folgende:

$$\log \frac{p}{p_1} = - \left(3,443 + 11,452 \frac{T_1 D_0}{273 n} \right) \log \frac{T}{T_1} - \frac{0,01788}{n} (D_1 r_1 - D r \frac{p_1}{p}).$$

Die Logarithmen sind gewöhnliche; n bedeutet den Luftdruck p_1 im Ausgangspunkte, ausgedrückt in Atmosphären; r und D bezeichnen, unserer Symbolik entsprechend, die Verdampfungswärme und die Wasserdampfmenge (oder -Masse) in 1 Kubikmeter gesättigter Luft von T Grad absoluter Temperatur (der Symmetrie halber ist T für die im Texte mit T' bezeichnete Grösse gesetzt worden).

$$29) \quad \left(\frac{T''}{T_1}\right) = \left(\frac{T}{T_1}\right)^{\frac{m}{\varepsilon}},$$

und hierdurch zu der Bedingung, dass das indifferente Gleichgewicht eine durch

$$m = \varepsilon \bar{\theta}_s, \quad \text{oder} \quad \bar{\theta}_s = \frac{g}{\varepsilon R} \quad [\text{siehe Gl. 9)]}$$

charakterisirte Temperaturabnahme in der ruhenden Atmosphäre verlangt. Substituirt man hierin nach 4): $R = 29,272 g_{45}$ und (nach Einführung von ε aus 28): $C_p = 0,2375$, $AR = 0,0690$, so reducirt sich die in Rede stehende Bedingung darauf, dass die Temperaturabnahme pro 100 Meter in der umgebenden Atmosphäre den folgenden Werth habe:

$$30) \quad 100 \bar{\theta}_s = 3,42 \cdot \frac{0,0690 + 0,622 \frac{r}{p} \frac{e}{T} \cdot g}{0,2375 + 0,622 \frac{r}{p} \frac{de}{dT} \cdot g_{45}}.$$

Die Auswerthung des vorstehenden Ausdrucks bietet keine Schwierigkeiten; e ist die Maximalspannung des Wasserdampfes bei der Temperatur $\tau^0 = T - 273$, und somit den Tabellen irgend eines Lehrbuches der Physik zu entnehmen; de/dT ist die Zunahme dieser Maximalspannung für eine Steigerung der Temperatur um 1 Centigrad, weshalb die Berechnung aus jenen Tabellen dadurch geschehen kann, dass man die Differenz $e_{\tau+1} - e_{\tau-1}$ halbt; wenn e , dem Usus entsprechend, in Millimetern Quecksilber angegeben ist, so muss p in derselben Weise ausgedrückt werden. Die Verdampfungswärme r findet man entweder ebenfalls in den Lehrbüchern der Physik oder mechanischen Theorie der Wärme tabellarisch angegeben, oder man berechnet dieselbe nach der von Clausius angegebenen Formel

$$r = 607 - 0,708 \tau.$$

(Bei Temperaturen unter 0^0 Cels. ist 607 durch 687 zu ersetzen, weil alsdann noch die Schmelzwärme des Eises hinzukommt.)

Beispiel. Ein aufsteigendes und mit Wasserdampf gesättigtes Luftquantum befinde sich an einer Stelle, wo $\tau = 10^0$ und $p = 600$ mm beträgt. Alsdann ist $e = 9,165$, $de/d\tau = 0,609$, $r = 599,9$, $T = 283$; hiermit liefert 22):

$$100 \bar{\theta}_s = 0,495 \frac{g}{g_{45}},$$

d. h. die Temperaturabnahme in der ruhenden Atmosphäre muss $0,495^0$ für je 100 Meter betragen, wenn die aufsteigende Luft sich

im indifferenten Gleichgewichte befinden soll; überschreitet θ den Betrag von $0,00495^\circ$ so ist das Gleichgewicht labil; der Wasserdampf begünstigt also in sehr ausgesprochener Weise die Entstehung eines labilen Gleichgewichtszustandes, denn in trockener Luft würde hierzu die bereits sehr selten vorkommende Temperaturabnahme von $0,993^\circ$ für 100 Meter erforderlich sein.

Die aus 30) gewonnenen numerischen Grössen stimmen gut überein mit den Zahlenwerthen einer Tabelle, welche von Prof. Hann nach einer abweichenden Methode berechnet wurde;*) wir lassen dieselbe hier folgen:

Anfänglicher Druck (mm):	Anfangstemperatur									Seehöhe bei 0° (Meter)
	-10°	-5°	0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°	
760	0,76	0,69	0,63	0,60	0,54	0,49	0,45	0,41	0,38	20
700	0,74	0,68	0,62	0,59	0,53	0,48	0,44	0,40	0,37	680
600	0,71	0,65	0,58	0,55	0,49	0,44	0,40	0,37		1910
500	0,68	0,62	0,55	0,52	0,46	0,41	0,38			3360
400	0,63	0,57	0,50	0,47	0,42	0,38				5150
300	0,57	0,51	0,44	0,42						7430
200	0,49	0,43	0,38							10670

Die Art und Weise der Verwendung dieser Tabelle wird sich aus dem folgenden Paragraphen ergeben.

51. Die Temperatur-Aenderungen in vertikalen Luftströmungen. Von wesentlicher Bedeutung für die Meteorologie ist die Frage: in welcher Höhe beginnt bei einem aufsteigenden Luftstrom die Kondensation des Wasserdampfes, also die Bildung der Wolken? ferner: wie hoch hat sich alsdann die Luft noch zu erheben, damit die Abkühlung bis zum Gefrierpunkte des Wassers fortgeschritten sei? etc. etc.

Diese Fragen sind nach dem Vorstehenden unter gewissen Voraussetzungen leicht zu beantworten; die Voraussetzungen sind: 1) dass die Luft gleichförmig aufsteigt, dass also die durch das Aufsteigen veranlassten dynamischen Temperaturänderungen in der umgebenden Atmosphäre bereits von vornherein gegeben seien (diese Bedingung ist für den centralen Theil eines umfangreichen vertikalen Luftstromes wenigstens annäherungsweise erfüllt, indem derselbe von der Spannkraft der ruhenden Atmosphäre nur mittelbar beeinflusst wird); — 2) dass der Luft während der Bewegung von aussen weder Wärme entzogen, noch zugeführt werde; bei

*) Oesterr. Z. f. Met. IX B. pag. 328.

der durchschnittlichen Geringfügigkeit der vertikalen Bewegungskomponente ist diese Bedingung wohl niemals vollkommen erfüllt.

Es sei also unsere Aufgabe, ein Luftquantum von gegebener Spannkraft, Temperatur und Feuchtigkeit bei seinem Aufsteigen zu verfolgen!*) Beispielsweise betrage an der Erdoberfläche (etwa 20 Meter über dem Meeresniveau) der Luftdruck 760 mm, die Temperatur 20°, die relative Feuchtigkeit 86,2%, der Dunstdruck somit 15,0 mm!

In dem ersten Stadium, in welchem die Luft mit Feuchtigkeit noch nicht gesättigt ist, beträgt nach 26) die Temperatur-Abnahme für 100 Meter:

$$\frac{0,993}{1 + 0,258 \cdot \frac{15}{760}} = 0,986^\circ.$$

(Wir vernachlässigen die Abweichungen des Quotienten g/g_{45} von der Einheit.) Um diejenige Höhe zu finden, in welcher die Ausscheidung tropfbar flüssigen Wassers beginnt, würde also Nichts weiter erforderlich sein, als mit dieser Zahl in die, mit 100 multiplicirte, Differenz zwischen der ursprünglichen Temperatur (20°) und der Temperatur des Sättigungspunktes der aufsteigenden Luft zu dividiren. Das Problem ist indessen, wenn volle Strenge verlangt wird, bei Weitem nicht so einfach,**) wie es hiernach erscheint, und die Schwierigkeit liegt darin, dass der Sättigungspunkt **nicht** identisch ist mit dem Thaupunkte im gewöhnlichen Sinne, wie derselbe in der Einleitung (§ 13) defnirt ist; denn die Abkühlung begleitet hier eine Verringerung des Druckes im Verhältnisse $p_1:p$, wodurch die Temperatur der Sättigung unter den Thaupunkt herabgebracht wird, ähnlich wie bei dem am Ende von § 13 besprochenen Falle einer Abkühlung ohne Veränderung des Volumens.

In der That kann das vorliegende Problem auch in ganz ähnlicher Weise behandelt werden, denn in Folge der Voraussetzung einer adiabatischen Zustandsänderung haben wir es, hier wie dort, mit einer bestimmten Relation zwischen Druck und Temperatur zu thun; letztere ist durch Gleichung 23) gegeben, welche wir in folgender Weise schreiben können:

*) Eine neuerdings in der deutschen „Meteorologischen Zeitschrift“ (I. Jahrg. pag. 421) erschienene Abhandlung von Dr. H. Hertz ist diesem besonderen Zwecke gewidmet; an die Stelle der Rechnung tritt hier die bequemere Verwendung einer, der Abhandlung beigegebenen Kurventafel.

**) Man vergl. bezüglich einer approximativen Methode die Fussnote pag. 180.

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{273 + \tau}{273 + \tau_1} \right)^\varepsilon$$

(indem ja bei Betrachtung des centralen Theiles des Luftstromes T' und $T = 273 + \tau$ als gleich anzunehmen sind).

Da nun unterhalb des Sättigungspunktes stets die Proportion $e:e_1 = p:p_1$ gültig ist, so haben wir allgemein:

$$\frac{e}{e_1} = \left(\frac{273 + \tau}{273 + \tau_1} \right)^\varepsilon$$

Im Momente der beginnenden Kondensation bedeutet e die Maximalspannkraft des Wasserdampfes bei der Temperatur τ ; wird dieser Bedingung durch die Formel von Magnus [pag. 51, Gl. 19)] Ausdruck gegeben, so erhält man:

$$31) \varepsilon [\log(273 + \tau_1) - \log(273 + \tau)] + \frac{7,4475}{1 + \frac{234,67}{\tau}} = \log e_1 - 0,65562,$$

worin die letzte Zahl der Logarithmus von 4,525 ist. Hieraus kann die Temperatur τ der Sättigung nur durch Probiren gefunden werden, was indessen ohne grosse Mühe ausführbar ist. Das zweite Glied der linken Seite kann ein für alle Mal für eine Anzahl von Temperaturen berechnet werden; man findet z. B.

für $\tau = 14^\circ$:	$\frac{7,4475 \tau}{234,67 + \tau}$	= 0,4250
15° :	"	= 0,4475
16° :	"	= 0,4753
17° :	"	= 0,5031
18° :	"	= 0,5305

Im vorliegenden Falle ist $e_1 = 15$, woraus sich der numerische Werth der rechten Seite zu

$$0,52047,$$

und für ε nach 24) die Zahl 3,458 ergibt; ferner ist

$$273 + \tau_1 = 293 \quad (\log = 2,46687).$$

Da nun nach der Spannkrafttabelle (oder auch nach der Magnus'schen Formel berechnet) der „Thaupunkt“ für 20° Lufttemperatur und einen Dunstdruck von 15 mm bei $17,6^\circ$ liegt, und der gesuchte Sättigungspunkt τ jedenfalls tiefer liegen muss, so empfiehlt es sich, mit 17° den Versuch zu machen; dabei ergibt sich

$$0,51849$$

als numerischer Werth der linken Seite.

Ebenso findet man für 18° : 0,54075; nach linearer Inter-

polation würde somit dem obigen Werthe 0,52047 eine Temperatur von

$$17,08^{\circ}$$

entsprechen, was sich bei einem direkten Versuche als richtig erweist. *)

Die Höhe über der Erdoberfläche, in welcher die Kondensation beginnt, ergibt sich nun aus:

$$\frac{20,00 - 17,08}{0,986} \text{ zu } 296 \text{ Metern.}$$

Im zweiten Stadium: vom Sättigungs- bis zum Gefrierpunkte, ist die pag. 177 mitgetheilte Tabelle zu benutzen, und zwar in folgender Weise. Da die Anfangstemperatur $17,08^{\circ}$ und die Seehöhe 296 Meter beträgt, so liefert die Tabelle für den Beginn dieses Stadiums eine Temperaturabnahme von $0,47^{\circ}$ pro 100 Meter. Bliebe die Temperaturabnahme konstant, so würde das Gefrieren in einer Höhe von $\frac{17,08 \cdot 100}{0,472} = 3619$ Metern über dem Ausgangspunkte dieses Stadiums eintreten, also etwa in einer Seehöhe von 3915 Metern. Für diese Höhe und eine Temperatur von 0° beträgt indessen die Temperaturabnahme für 100 Meter, der Tabelle zufolge, etwa $0,533^{\circ}$; einen richtigeren Werth der Höhendifferenz zwischen Sättigungs- und Gefrierpunkt wird man demnach unter Benutzung der mittleren Temperatur-Abnahme von $\frac{0,472 + 0,533}{2} = 0,502^{\circ}$ erhalten, und zwar findet man: $\frac{17,08 \cdot 100}{0,502} = 3402$ Meter, so dass die Seehöhe, in welcher die Hagel- oder Schneebildung beginnt, rund 3700 Meter betragen wird.

*) Im vorliegenden Falle beträgt also die Abweichung des Sättigungspunktes τ vom Thaupunkte τ' nur $0,5^{\circ}$, indessen liegt auch der Thaupunkt nur $2,4^{\circ}$ unter der Ausgangstemperatur τ_1 .

Bei einem zweiten Beispiele wurde angenommen: $p_1 = 760$ mm, $\tau_1 = 30^{\circ}$, relative Feuchtigkeit = 50% , also $e_1 = 15,8$ mm. Man findet $\varepsilon = 3,46$ und hiermit aus 31) den Sättigungspunkt

$$\tau = 15,85^{\circ},$$

während der „Thaupunkt“ τ' bei

$$18,50^{\circ}$$

liegt; die Verschiebung erreicht also hier den Betrag von $2,7^{\circ}$. Der Quotient $\frac{\tau_1 - \tau'}{\tau' - \tau}$ hat im ersten Beispiele den Werth 4,6, im zweiten 4,3. Für die Praxis wird es also im Allgemeinen genügen, wenn man zur Auffindung des Sättigungspunktes den Thaupunkt um $\frac{1}{4} - \frac{1}{5}$ der Differenz zwischen Ausgangstemperatur und Thaupunkt erniedrigt.

Das dritte Stadium ist dasjenige, in welchem die Temperatur konstant auf 0° verharrt, weil das vorhandene flüssige Wasser im Gefrieren begriffen ist. Die Höhe, um welche das Luftquantum unterdessen aufsteigt, wird also davon abhängen, ob noch alles Wasser in der Luftmasse verblieben, oder ob schon vorher ein Theil desselben als Regen herausgefallen ist. Auf jeden Fall ist dieses Stadium nicht von langer Dauer. Uebrigens vermehrt sich hierbei wieder die Menge des dampfförmigen Wassers ein wenig, weil ohne Temperaturänderung das Volumen des Luftquantums wächst (man vergl. pag. 50, unten).

Für alle späteren Stadien kann man sich wieder ohne Weiteres der Tabelle pag. 177 bedienen.

52. Die winterlichen Anomalien der vertikalen Temperatur-Aenderung. — Föhn und Bora. Wenn mit Eintritt der langen Polar-Nacht des nordsibirischen Winters unausgesetzt Wärme von der rauhen Erdoberfläche gegen den Weltraum ausgestrahlt wird, so muss die Temperatur in der dem Erdboden anliegenden Schicht der Atmosphäre beständig sinken und bei mangelnder Zufuhr wärmerer Luft sehr bald ein Zustand eintreten, bei welchem die vom Sommer her noch vorhandene Abnahme der Temperatur mit wachsender Höhe für die unteren Luftschichten in ihr Gegentheil verwandelt wird. Das Auftreten eines Temperatur-Maximums in mittlerer Höhe, wie es pag. 93 durch Thatfachen bestätigt wurde, könnte also unter den besonders günstigen Umständen der Polarregion unbedingt in dem Strahlungs-Process allein seine Erklärung finden. Wenn aber ein derartiger Zustand — wie pag. 94 an dem Beispiele der Tage vom 16. — 28. Dez. 1879 für das nördliche Alpengebiet erwiesen wurde — sich dadurch auszeichnet, dass dieses Maximum in mittlerer Höhe die Normaltemperatur des Monats nicht unbedeutend übertrifft, so reicht jene Erklärung offenbar nicht mehr aus, und es ergiebt sich die Nothwendigkeit, nach einer besonderen Quelle jener Wärme zu suchen. Diese Aufgabe bietet keine sonderlichen Schwierigkeiten, wenn man in Betracht zieht, dass derartige Epochen (nach den Untersuchungen von Kerner, Hann und Billwiller) gewöhnlich durch sehr hohen Luftdruck und in grösserer Seehöhe durch anormal geringe Bewölkung und Luftfeuchtigkeit sich auszeichnen. Die Ursache jener Wärme ist also offenbar die Kompression, welche die im Centralraume eines barometrischen Maximums langsam herabsinkenden Luftmassen erleiden; denn der Theorie zufolge (pag. 173) müsste die vertikale Zunahme der Temperatur nach unten hin

nahezu 1° pro 100 Meter erreichen, also weit mehr als die gewöhnliche vertikale Temperatur-Aenderung im Winter, welche nach der Tabelle pag. 85 in den Gebirgen kaum $0,4^{\circ}$ beträgt. Da nun die Lufttheilchen durch Ausstrahlung direkt nur wenig Wärme verlieren, so wird in mittleren und höheren Schichten in der That jener Betrag von 1° nahezu vollkommen erreicht werden; dass es sich aber mit den untersten Schichten der Atmosphäre ganz anders verhält, ist eben die Folge der Auflösung aller etwa vorhandenen Kondensationsprodukte des Wassers der höheren Schichten durch die dynamische Erwärmung, indem hierdurch den vom Erdboden kommenden Wärmestrahlen der Weg in den freien Weltraum hinaus vollkommen geöffnet wird. Unten überwiegt deshalb der Effekt der Ausstrahlung bei Weitem denjenigen der dynamischen Erwärmung; es tritt intensive Abkühlung ein, so dass selbst die geringen Mengen dampfförmigen Wassers, welche die von oben stammende Luft noch enthält, in Form von Nebel-Tröpfchen grösstentheils zur Ausscheidung gelangen. „Die schweren kalten Nebel, welche beim Eintritt des Winters unser Klima so unerfreulich machen, indem sie oft wochenlang die Thäler der Schweiz, die ganze Rheinebene und einen grossen Theil von Mittel- und Norddeutschland des Sonnenlichtes berauben, entstehen auf diese Weise. Gar oft habe ich mich in Zürich auf dem Uetli-Berge des prachtvollen Schauspieles dieses Wolkenmeeres erfreut, wenn die Nebelschicht sich tief herabgesenkt hatte und ihre Dicke 500 Meter nicht überstieg. Alles ringsum war überdeckt von einem bald glatten, bald wunderbar wogenden Meere weissen Nebels, der das Sonnenlicht oft blendend zurückwarf; nur die höheren Berggipfel: der Jura, Rigi, Pilatus, und vor Allem die schneeweisse langgestreckte Kette der Alpen ragten daraus hervor, und das Ganze überdeckte ein reiner, tiefblauer Himmel“ (Reye in der Oest. Z. f. M. 1873, pag. 180).

Zur Illustration solcher Witterungsverhältnisse mögen die in Taf. II und III reproducirten Wetterkarten vom 20. und 21. Dez. 1879 dienen; die geographische Ausdehnung des Nebelmeeres war am 20. Dezember, die Intensität des Frostes am 21. am grössten; da sich an ersterem Tage von Norden her eine barometrische Depression dem Maximum sehr genähert hatte, so ist die grössere Disposition zur Nebelbildung wahrscheinlich dem grösseren Reichtum der herabsteigenden Luft an Wasserdampf zuzuschreiben.

Eingehende Untersuchungen über so manche Eigenthümlichkeiten der Witterungs- und Temperatur-Verhältnisse, welche bei einer derartigen Luftdruckvertheilung zu Tage treten, sind besonders

von Hann, Billwiller, Lingg und Köppen ausgeführt worden (Oesterr. Zeitschr., Bd. XV und XVII). Beispielsweise zeigte sich vom 27. zum 28. Dez. 1881 zu Wien eine Steigerung der Morgen-temperatur von -6° auf $+4^{\circ}$, und am 29. beobachtete man sogar $+6^{\circ}$; hieraus zieht Hann den Schluss, dass die Wirkung des absteigenden Luftstromes zuweilen bis in die Ebene herabreichen könne; denn im Allgemeinen wird der herabsteigende Luftstrom sich in einer gewissen Höhe über der Erdoberfläche bereits verteilen, so dass die untersten Luftschichten an der ganzen Cirkulation nur in geringem Grade participiren; dieser Umstand muss natürlich die Abkühlung in hohem Grade beschleunigen und ist deshalb als ein wesentliches Moment in der Erklärung der in Rede stehenden Anomalien zu betrachten. In der That sehen wir die grösste Kälte sich dort entwickeln, wo die Luftmassen durch die Terrainverhältnisse zur Stagnation gebracht werden; ein sprechendes Beispiel bietet Kärnten im Dezember 1879 und Januar 1880, denn Klagenfurt übertraf in diesen Monaten hinsichtlich der Intensität des Frostes alle Stationen des Alpengebietes (man vergl. auch pag. 83).

Ungemein schroffe Temperatur-Wechsel, welche besonders im Dezember 1879 an mässig hoch gelegenen Stationen der Alpen beobachtet wurden, dürften nach Köppen in dem Einflusse der Gebirgskette auf die horizontalen Luftströmungen ihren Grund haben; ist die allgemeine Strömung gegen den Kamm gerichtet, so wird die Nebel-erfüllte kalte Grundsicht wie auf einer schiefen Ebene emporgeschoben werden; schlägt der Wind um, so erfolgt der umgekehrte Vorgang, und die Station wird wieder von der klaren, dynamisch erwärmten oberen Luft umspült. — Herr Hauptmann Lingg glaubt einen unmittelbaren Einfluss der Gebirgsmasse auf die Formation und Bewegung des ganzen Systems der Anticyklone nachweisen zu können; „ein Luftdruckmaximum wird nicht lange andauernd mit seiner Mitte über dem Gebirgsscheitel verweilen, sondern wird an dem Hange, auf dessen Seite das Centrum liegt, gegen das Vorland abgleiten“ (Oesterr. Z. XVII, pag. 230).

Wir kommen jetzt zur Betrachtung solcher Vertikalbewegungen der Atmosphäre, welche ausschliesslich durch die vertikale Gliederung der Erdoberfläche hervorgerufen werden.

In den sechziger Jahren ist die Frage nach dem Ursprunge der auffallend warmen und trockenen Winde, welche an der Nordseite der Alpen unter dem Namen **Föhn** bekannt sind, auf das Lebhafteste diskutirt worden. Begreiflicher Weise lag es sehr nahe,

ihren Ursprung nach der nicht allzuweit entfernten Sahara zu verlegen; dieser Anschauung gegenüber spricht sich Hann am Schlusse eines Referates über die Arbeit von M. L. Dufour: „Recherches sur le Foehn du 23. Sept. 1866 en Suisse“ in folgender Weise aus:*) „Jeder Leser wird nun bei sich selbst sagen: Man gesteht zu, dass jeder südliche Wind, was immer seine Herkunft sein mag, die Alpen überschreitend, in der Nordschweiz zum trockenen Föhn werden kann. In der wärmeren Jahreszeit kann auch zuweilen ein afrikanischer Luftstrom seinen Weg in die Schweiz finden und in seiner Hitze und Trockenheit den Hauch der Wüste verrathen. Wer hierfür eintritt, muss aber auch in jedem speciellen Falle die Last des Beweises auf sich nehmen. Dann sollte er auch nachweisen, warum der trockene Scirocco, einmal von seinem legitimen Wege abgelenkt, solch' schwer verständliche Zuneigung zu den Schneescheiteln der Alpen hegt, als wollte er den Brand der Wüste am Eise ihrer Gletscher kühlen.“

Die neueste Untersuchung desselben Autors: „Ueber den Föhn in Bludenz“**) bestätigte im Allgemeinen seine vor etwa 15 Jahren gewonnenen Ansichten über den lokalen Ursprung des Föhn, führte ihn aber gleichzeitig zu einigen Modifikationen jener Theorie; wir wollen deshalb die Hauptzüge der citirten Abhandlung hier wiedergeben.

Das Material der Untersuchung bestand in 10-jährigen Beobachtungen des Herrn Baron v. Sternbach zu Bludenz. Dieser Ort liegt im Ill-Thale (Montavon), welches im SE mit der vergletscherten Silvretta-Gruppe abschliesst (Passhöhe nirgends unter 2500 m, mittlere Kammhöhe etwa 2850 m); auch nach S und SW ist das Montavon-Thal durch die nur wenig niedrigere Rhäticon-Kette abgeschlossen, während die Seehöhe von Bludenz 590 m beträgt. In 10 Jahren ist die relative Feuchtigkeit an dieser Station

61mal	um	6 ^h	a. m.
274	„	2 ^h	p. m.
69	„	10 ^h	p. m.

unter 35% herabgegangen. Die um 2^p notirten Fälle waren im Frühling und Sommer ebenso häufig von NW-***), als von SE-Wind begleitet; bei der Morgen- und Abend-Beobachtung trat

*) Oesterr. Z. III, pag. 249.

**) Sitzungsberichte der Wiener Akad., März 1882; besprochen von W. Köppen in der Oesterr. Zeitschr. XVII, pag. 461.

***) Der NW (genauer NWzW) ist der am Tage thalaufwärts wehende Gebirgswind.

dagegen diese Trockenheit nur mit SE-Wind auf, denn nur in 3 von den 130 Fällen wurden andere Winde als zwischen S und E notirt.

Die folgende Tabelle giebt für diese 130 Fälle die mittleren Temperatur- und Feuchtigkeitsverhältnisse:

	Winter	Frühlg.	Sommer	Herbst
Mittlere Temperatur	: 10,8 ^o	13,0 ^o	24,2 ^o	15,9 ^o
Abweichung d. Temp. v. d. Norm.:	+ 13,0 ^o	+ 8,9 ^o	(+ 10,0 ^o)	+ 9,0 ^o
Relative Feuchtigkeit	: 26 ^o / _o	28 ^o / _o	32 ^o / _o	28 ^o / _o
(Zahl der Fälle	: 44	34	6	46)

Niedrige Grade der relativen Feuchtigkeit kommen im übrigen Europa fast nur in der warmen Jahreszeit vor; somit trägt das Auftreten grosser Lufttrockenheit zu Bludenz (in den Morgen- und Abendstunden) einen ganz anderen Charakter, indem es fast ausschliesslich auf den Winter, Frühling und Herbst sich beschränkt.

Besonders gross war die Trockenheit der Luft am 31. Jan. bis 1. Febr. 1869, mit durchschnittlich 15^o/_o Feuchtigkeit; ferner am 24.—25. Nov. 1870 mit 12^o/_o, und am 6. März 1871 mit 14^o/_o; an den erstgenannten Tagen wurde in einem Falle sogar nur 6^o/_o Feuchtigkeit beobachtet.

Für 20 extreme Föhntage des Winters hat Hann die Mittelwerthe der meteorol. Beobachtungen zu Bludenz mit denen zu Stuttgart und Mailand zusammengestellt:

	Seehöhe	Temperatur am Orte			Temperatur in 590 m Höhe			Relative Feucht.			Luftdruck in 590 m Abw. v. Höhe d. Norm.	
		Morg.	Mitt.	Ab.	Morg.	Mitt.	Ab.	Morg.	Mitt.	Ab.	Höhe	d. Norm.
Bludenz	590 m	11,1	14,0	11,5	11,1	14,0	11,5	29	22	28	702,2	— 7,5
Stuttgart	269	3,4	8,8	5,0	2,0	7,4	3,6	84	72	81	702,5	— 7,5
Mailand	147	3,2	5,1	3,9	1,2	3,1	1,9	96	93	96	709,0	— 0,2

(die Reduktion der zu Stuttgart und Mailand beobachteten Temperaturen auf die Seehöhe von Bludenz wurde unter der Annahme der winterlichen Wärme-Abnahme von 0,45^o auf 100 m ausgeführt).

Die abnorm hohe Temperatur und Trockenheit tritt demnach nur in Bludenz auf; sie fehlt in einiger Entfernung vom Alpenkamme sowohl im Norden, als auch im Süden. Somit ist die aussergewöhnliche Temperatursteigerung ein lokales Phänomen der Alpenthäler. Die Luftdruckdifferenz Stuttgart-Bludenz ist so gut wie Null, dahingegen steht das auf die Seehöhe von Bludenz reducirte Barometer zu Mailand um 7 mm höher, als an letzterem Orte selbst. Während in Bludenz SE-Sturm herrscht, wehen in Mailand schwache variable Winde, und selbst in Stuttgart finden

wir nur an einigen Tagen gleichzeitig S- oder SW-Sturm, in der grösseren Zahl der Fälle schwächere Winde aus E bis SW, einige Male sogar N und NE. In Mailand fällt meist Regen, wenn in Bludenz der Föhn tobt; in Stuttgart regnet es schwächer und nur in der Hälfte aller Fälle, aber die Feuchtigkeit der Luft ist an beiden Orten dem Sättigungspunkte nahe.

Um nun auch die vertikale Vertheilung der Temperatur auf beiden Seiten der Alpen festzustellen, sieht sich Prof. Hann genöthigt, seine Untersuchung auch auf den Schweizer Föhn auszudehnen; hier konnten die Beobachtungen mehrerer nahezu gleich hochgelegener Stationen zu Mittelwerthen zusammengefasst werden, aus denen für die Temperatur τ in der Höhe von h Metern folgende Formeln abgeleitet wurden:

Föhnperiode am	
31. Jan.—1. Febr. 1869	1. 4. 7. 8. 9. Jan. 1877
Südseite der Alpen: $\tau = 4,4^{\circ} - 0,0034 h$	$\tau = 7,4^{\circ} - 0,0046 h$
Nordseite der Alpen: $\tau = 16,7^{\circ} - 0,0092 h$	$\tau = 17,9^{\circ} - 0,0095 h$

„Die Temperatur-Abnahme beträgt somit an der Südseite im Mittel $0,40^{\circ}$ pro 100 m, auf der Nordseite $0,94^{\circ}$; letzteres ist fast genau der theoretische Werth der Temperatur-Zunahme in einem herabsinkenden Luftstrome (pag. 173). Im Jahre 1868 hatte ich für 4 Fälle von Nord- und Südföhn eine Wärme-Abnahme von $1,00^{\circ}$ gefunden (gegen $0,48^{\circ}$ an der entgegengesetzten Seite der Alpen); nimmt man im Mittel $0,97^{\circ}$ an, so würde sich daraus das mechanische Aequivalent der Wärme-Einheit zu 433 (Kilogrammetern) ergeben, ein Werth, der von dem jetzt als richtig angenommenen nur um 2% abweicht.“

Zur Berechnung der barometrischen Gradienten wurden die Beobachtungen zu Lugano, Altdorf und Basel zu Grunde gelegt; indem die Abstände dieser Stationen beziehungsweise 100 und 109 km betragen, bedurfte es nur einer geringen Korrektion der horizontalen Druckdifferenzen; es ergab sich:

	1869	1877	Mittel
Zwischen Lugano und Altdorf	7,53 mm	7,23 mm	7,3 mm
„ Altdorf „ Basel	3,10	2,04	2,3

In einzelnen Fällen steigt der auf 111 km bezogene Gradient zwischen Lugano und Altdorf auf 10—12 mm und wird dann den stärksten bekannten Gradienten gleich.

Dass sich ein so grosser Gradient längere Zeit erhält, obwohl doch die Luft in einer Höhe von 2000—3000 m frei gegen die

im Westen oder Nordwesten befindliche barometrische Depression abfliessen kann, hat seinen Grund zum Theil in der Temperatur-Differenz der vertikalen Luftsäulen an beiden Seiten der Alpenkette; denn nach den oben aufgestellten Formeln ergibt sich, zwischen 278 und 2500 m Seehöhe, für die Nordseite $5,3^{\circ}$, für die Südseite $0,3^{\circ}$ als Mitteltemperatur; die Gewichte der Luftsäulen, in Quecksilberhöhe ausgedrückt, berechnen sich hieraus zu 207,3 mm im Norden und 211,1 mm im Süden, so dass von der mittleren Druckdifferenz zwischen Lugano und Altdorf (6,6 mm) sich 3,8 mm durch den Temperatur-Unterschied erklären und nur noch 2,8 mm zur Berechnung des oberen Gradienten einzusetzen sind.

„Die Schwierigkeit, die man mehrfach empfunden hat, das Herabkommen des Föhn in die Thäler zu erklären, ist entstanden, indem man von der Vorstellung eines von Süden kommenden, über die Alpenkämme hinwegwehenden Stürmes als Ursprung des Föhn ausging oder doch diese Vorstellung implicite demselben zu Grunde legte Nun liegt aber das Motiv der Föhnstürme nicht jenseits auf der Südseite der Alpen, sondern diesseits auf der Nordseite, und zwar besteht es in dem Auftreten tiefer Barometer-Minima auf irgend einem Theile der Strecke zwischen der Bai von Biscaya und Nordschottland; diese ziehen zunächst die Luft über Frankreich und Mitteleuropa in den Wirbelsturm hinein und später auch die Luft über den Niederungen der Nordschweiz und der Alpenthäler. Indem aber die Luft aus den Thälern nach N und NW abfliesst, stürzt sich die Luft von den Alpenkämmen in die Thäler hinab, erwärmt sich dabei und bildet den Föhn. Die Föhnluft kommt anfangs gar nicht von Süden her; es ist die Luft über den Alpenkämmen selbst und der unmittelbar südlich daran grenzenden Schichten, welche in die Thäler hinabfällt . . . Ihre hohe Temperatur erklärt sich aus der normalen Wärme der betreffenden höheren Luftschichten im Winter und der Erwärmung durch das Niedersinken vollkommen.“

„Hieraus erklärt sich ferner auch, dass der Föhn im Sommer keine so grosse Temperatursteigerung hervorbringen kann, wie im Winter, denn während in letzterer Jahreszeit der relative Zuwachs pro 100 Meter $0,99 - 0,45 = 0,54^{\circ}$ beträgt, erreicht derselbe im Sommer nur $0,99 - 0,70 = 0,29^{\circ}$, also fast nur die Hälfte. Natürlich kommt überdies noch die grössere Intensität der Barometer-Minima im Winter in Betracht.“

„Im weiteren Verlaufe werden dann auch die tieferen Luftschichten auf der Südseite der Alpen in die Bewegung hereingezogen, die Luft steigt am Südabhange empor und es tritt Kon-

densation des Wasserdampfes ein. Der Regenfall auf der Südseite wird deshalb im Allgemeinen dem Auftreten des Föhn erst nachfolgen, nicht vorangehen, was auch Dufour für den Föhnsturm vom 23. Sept. 1866 ausdrücklich hervorhebt.“

Eine dem Föhn durchaus analoge Erscheinung ist die den Seeleuten nur zu wohl bekannte **Bora** der Ostküsten des Adriatischen und Schwarzen Meeres; die Art und Weise, wie die Bora in der Bucht von Noworossisk aufzutreten pflegt, wird in den vom hydrographischen Amte in Petersburg herausgegebenen Segelanweisungen wie folgt beschrieben: „Vor dem Ausbruche der Bora sind die östlichen Höhen stets wolkenlos. Zuerst beginnen sich dann kleine weisse Wölkchen an den Bergspitzen zu bilden; die Zahl der Wolken nimmt zu, eine starke Bewegung macht sich unter denselben bemerkbar, die Luft ist unruhig, starke Böen folgen einander von entgegengesetzten Richtungen. Nach einiger Zeit reissen sich hier und da einzelne Wolken von den Bergen los, um plötzlich in die Tiefe zu stürzen; auf der Hälfte des Weges zum Meere lösen sie sich indessen auf. Mit unglaublicher Gewalt stürzen sich die Wirbel die Berge hinab; wie dichter salziger Nebel erfüllt das aufgepeitschte Meerwasser die Luft und bedeckt alle Gegenstände an Bord der Schiffe mit einer stets zunehmenden Eiskruste. Auf dem Lande ist es gefährlich im Freien zu bleiben, da man von den herumgeschleuderten Körpern: faustgrossen Steinen, Dacheisen etc. beschädigt werden kann; starke Gebäude erzittern unter dem furchtbaren Drucke des Windes. Die zerstörende Kraft der Bora spürt man nur an der Küste, soweit sich das Gebirge ihr entlang zieht, vornehmlich jedoch in Noworossisk; schon in geringer Entfernung von der Küste hört die Wirkung der Bora auf. Jenseits des Waradáh (landeinwärts) ist der Wind nur schwach, ja in einiger Entfernung verschwindet er oft gänzlich. — Bei Beginn der Bora sieht man zuerst das Wasser in der Nähe der östlichen Küste brodeln, während es in der Mitte der Bucht noch still ist. Bald aber wird das Wasser auf der ganzen Bucht vom wüthenden Orkan gepeitscht.“

Das von NW nach SE verlaufende Gebirge Waradáh bildet die etwa 10 Seemeilen lange Nordostseite der Bucht von Noworossisk; der 550 m hohe Kamm desselben zieht sich in einer Entfernung von $1\frac{1}{2}$ —2 Seemeilen vom Ufer hin; landeinwärts fällt der Waradáh allmählig zu einer ca. 150 m über dem Meere liegenden Hochebene ab.

Baron F. v. Wrangel giebt im Petersburger „Repertorium für Meteorologie“ Tòme V, 1876, eine neue Erklärung der Bora, welche

besonders auf die auch von Dr. Lorenz für die dalmatinische Küste konstatierte Thatsache sich stützt, dass die Bora jenseits des Kammes nur ein mässiger Wind ist und wenige Meilen landeinwärts gar nicht mehr als spezifisches Phänomen existirt. Die Terrainverhältnisse begünstigen im Winter bei heiterem stillen Wetter die Ansammlung sehr kalter Luftmassen auf dem Plateau hinter dem Küstengebirge. Sobald nun der Luftdruck an der kontinentalen Seite des Plateau nur mässig anwächst, wird die kalte Luft, zum Theil über den Kamm des Gebirges hinweggeschoben werden und vermöge ihres grösseren spezifischen Gewichtes in der wärmeren und feuchteren Luft der Bucht herabstürzen. Hierbei kann sie aber nur dann eine beträchtliche Geschwindigkeit erlangen, wenn die Temperatur der kalten Luft an dem h Meter hohen Kamme noch weit niedriger ist, als die Differenz: Temperatur der Luft an der Meeresoberfläche minus $h \cdot 0,0099^{\circ}$; unter dieser Bedingung muss die Luft noch relativ kalt unten ankommen. Dass letzteres in der Regel der Fall ist, spricht für die Richtigkeit der Wrangel'schen Erklärung.

Offenbar ist aber nicht ausgeschlossen, dass zuweilen geradeso, wie beim Föhn, eine barometrische Depression über dem Meere die Entwicklung der Bora begünstigt, und unter solchen Verhältnissen kann die Bora auch relativ warm unten ankommen; genau genommen verdient aber die Erscheinung alsdann nicht mehr den Namen „Bora“, vielmehr ist sie nun ein wirklicher Föhn.

„Die grosse Heftigkeit, welche die beiden Arten von Fallwind häufig erlangen, ist durch die ausserordentliche Grösse der horizontalen und vertikalen Gradienten bewirkt, und diese ihrerseits durch die Verhinderung des Luftaustausches, resp. der stetigen Ausgleichung der Druckdifferenzen zwischen beiden Seiten des Gebirges.... Der starke vertikale Gradient abwärts rührt bei dem Föhn davon her, dass die Luft im Thale ihren Druck mit jenem in der benachbarten barometrischen Depression mehr auszugleichen im Stande ist, als die über dem Kamme frei mit dem hohen Drucke hinter dem Gebirge kommunikirende Luft.“ *) (Dr. Köppen in der Oesterr. Z. XVII, pag. 467).

Es sei schliesslich noch bemerkt, dass föhnartige Erscheinungen

*) Es ist also anzunehmen, dass die Luftdruckdifferenz zwischen Lugano und Altdorf in der Kammhöhe der Alpen in Wirklichkeit bei dem oben (pag. 187) behandelten Beispiele noch wesentlich geringer war, als sie aus Hann's Berechnung unter Benutzung der gewöhnlichen Höhenformel sich ergeben hat. — Man vergleiche auch das Ende des 46. Paragraphen.

in allen Gebirgen auftreten müssen und in vielen Fällen bereits nachgewiesen sind, neuerdings z. B. von Dr. Assmann für den Harz und Thüringer Wald. Besonders interessant ist das von Hoffmeyer genauer untersuchte Auftreten relativ sehr warmer Ostwinde an der Westküste Grönlands; ihre Geburtsstätte sind die in Schnee und Eis vergrabenen, bis zu mehr als 2000 m sich erhebenden Gebirge im Innern von Grönland.

Aber auch wenn ein wirklicher Föhn nicht zu Stande kommt — sei es nun, dass die Bedingungen der relativen Erwärmung, sei es, dass sogar die Ursachen der Abwärtsbewegung des Luftstromes nicht vorhanden sind — so wird stets an der Luvseite des Gebirges die Luft zum Aufsteigen gezwungen werden; deshalb zeichnen sich alle den vorherrschenden Winden ausgesetzten Abhänge durch grossen Regenreichthum aus: eine Thatsache, welche aus der Regenkarte von West-Europa (Taf. XV) auf das Deutlichste hervorgeht; und dieser Effekt der vertikalen Bewegung beschränkt sich nicht einmal auf das Gebirge selbst, sondern macht sich schon bei der Annäherung an die Luvseite des Gebirges geltend.

Die Zunahme des Regenfalles mit der Höhe lässt sich in allen Gebirgen konstatiren: in vielen Fällen hat man aber auch bereits erkannt, dass die Regenmenge in einer bestimmten Höhe ihr Maximum erreicht; der Grund dieser Erscheinung besteht hauptsächlich darin, dass die Kapazität der Luft für den Wasserdampf mit sinkender Temperatur geringer wird.

Kapitel IV.

Atmosphärische Cirkulationen.

53. Die allgemeine Cirkulation der Atmosphäre. Schon seit der Entdeckung Amerikas ist dem Seemanne bekannt, dass es auf der Erdoberfläche grosse Gebiete giebt, auf denen der Wind mit höchst seltenen Unterbrechungen jahraus jahrein aus derselben Richtung bläst. Auf den Weltmeeren sind diese Regionen der Passate etwa durch die Breitenkreise für 35° und 12° auf der nördlichen, und 30° und 5° auf der südlichen Hemisphäre begrenzt; die Richtung der Passate ist bekanntlich nordöstlich auf der nördlichen und südöstlich auf der südlichen Hemisphäre. Die Erkenntniss der auffallenden Beständigkeit der Passate, im Verein mit dem Bestreben, Analogien zwischen den Strömungen der Atmosphäre

und der Oceane aufzufinden, lässt es begreiflich erscheinen, dass trotz der sprichwörtlich gewordenen Veränderlichkeit von Wind und Wetter in höheren Breiten auch hier nach grossen Strömungen eifrig gesucht wurde, wobei der Mangel an unmittelbarer Anschauung vielfach zu Irrthümern führen musste. Viele Jahrzehnte hindurch herrschte indessen unbestritten die Hypothese des „Polar-“ und des „Aequatorialstromes“, welche bald über-, bald nebeneinander fliessend und einander gegenseitig bekämpfend und verdrängend — die wechselvolle Witterung der mittleren und höheren Breiten herbeiführen sollten; wirkliche Wirbelstürme hielt man für sehr seltene Erscheinungen; nur ausnahmsweise sollten dieselben an den Grenzen beider Strömungen zur Entwicklung gelangen.

Als man aber begann, die meteorologischen Einzelzustände in übersichtlicher Weise kartographisch darzustellen*), gelangte man sehr bald zu der Ueberzeugung, dass Regel sei, was man bis dahin für Ausnahme gehalten hatte; denn jede Wetterkarte hatte einzelne mehr oder weniger abgerundete Windsysteme aufzuweisen, so dass grosse Strömungen, welche etwa als Glieder einer allgemeinen atmosphärischen Cirkulation hätten gedeutet werden können, überhaupt nur höchst selten nachzuweisen waren. Kein Wunder, dass (bei dem steigenden Interesse für die Verfolgung jener Einzel-Phänomene) von der allgemeinen Cirkulation bald gar nicht mehr die Rede war!

Selten ist aber der Entwicklungsgang einer Wissenschaft ein gleichförmiger und stetiger, es pflegen vielmehr extreme Anschauungen einander abzulösen; und so dringt denn auch gegenwärtig schon vielfach die Ueberzeugung durch, dass man zu weit gegangen sei, als man den Einzelsystemen die alleinige Herrschaft über die Luftbewegung höherer Breiten zuerkannte. Dem Gegnern der exklusiven Cyklonen- und Anticyklonen-Theorie fehlt es übrigens an gewichtigen Argumenten keineswegs: erstens findet man in Wahrheit doch nur selten ganz regelmässig kreisförmig-koncentrische, oder auch nur ideal elliptische Wirbel, vielmehr haben die Depressionen häufig eine keilförmige und furchenartige Gestalt, so dass ein „Polarstrom“ zuweilen in einem mehr oder weniger geradlinig gestreckten Gebiete mit einem „Aequatorialstrom“ zusammenstösst (man vergleiche die Karten am Schlusse des Buches). — Zweitens geht aus der Beobachtung der Cirrus-Wolken sowohl, als auch aus den Aufzeichnungen der Windapparate

*) Im Jahre 1863 wurde das seit 1856 herausgegebene Bulletin international de l'Observatoire zum ersten Male mit Wetterkarten ausgestattet.

auf hohen Bergen zur Evidenz hervor, dass die vielen barometrischen Minima hauptsächlich in den unteren Schichten der Atmosphäre ihr Wesen treiben, so dass die Windrichtungen schon in einer Höhe von etwa 1000 Metern viel weniger schwanken, als an der Erdoberfläche. Mit Nothwendigkeit ergibt sich schliesslich die Existenz eines allgemeinen Luftaustausches zwischen Aequator und Pol aus der Theorie, worauf bereits im 33. Paragraphen hingewiesen wurde; in der That müssen die zwischen Aequator und Pol ununterbrochen fortdauernden Temperatur-Differenzen (siehe folgende Tabelle) in ganz derselben Weise, wie bei dem in § 32 beschriebenen Experimente, zur Entwicklung fortdauernder Druckdifferenzen Anlass geben, und letztere wieder zu der allgemeinen Cirkulation, welche — wenn die Erde nicht rotirte — allein in meridionaler Richtung sich vollziehen würde. Letztere Schlussfolgerung hat natürlich noch zur Voraussetzung, dass die Oberfläche der Erde von grösseren Unebenheiten (Gebirgen) vollkommen frei sei, und überdies vollkommen homogen; dass sie also z. B. entweder überall aus Wasser, oder überall aus Land von derselben Beschaffenheit bestehe.

Auch die allgemeine Cirkulation der Atmosphäre, wie sie auf der rotirenden Erdoberfläche sich entwickeln müsste, wird von Ferrel in diesem Sinne verstanden, d. h.: zur Vereinfachung des Problems wird angenommen, dass zur Entstehung von Temperatur- und Luftdruckdifferenzen längs eines Parallelkreises keinerlei Anlass vorhanden sei. Will man also die Existenz der allgemeinen Cirkulation — oder ihrer Bedingungen — an der Hand der That-sachen zu erweisen suchen, so wird hierzu die Berechnung lang-jähriger Mittelwerthe der betreffenden meteorologischen Elemente für alle Orte der Erde nicht genügen; wohl aber dürften die hieraus abzuleitenden Durchschnittswerthe für die einzelnen Breitenkreise dem vorbezeichneten Zwecke bis zu einem gewissen Grade entsprechen.

Leider ist nun aber gerade die Luftbewegung dasjenige Element, welches weniger als alle anderen zu einer zugleich bündigen und ausreichenden Darstellung durch Mittelwerthe sich eignet; Ferrel*) beschränkt sich deshalb auf die Untersuchung der Temperatur- und Luftdruckvertheilung; diese aber sucht er in umfassender Weise nach streng wissenschaftlichen Methoden durchzuführen. Beiläufig bemerkt, gelangt Ferrel für die mittlere Jahres-

*) Meteorological Researches for the use of the coast pilot, part. I; Washington 1877.

temperatur τ als Funktion der geographischen Breite $\varphi (= \frac{\pi}{2} - \theta)$ zu der folgenden Formel:*)

$$1) \tau = 8,50 - 1,75 \cos \theta - 20,95 \cos 2 \theta - 1,00 \cos 3 \theta - 2,66 \cos 4 \theta$$

(Celsiusgrade),

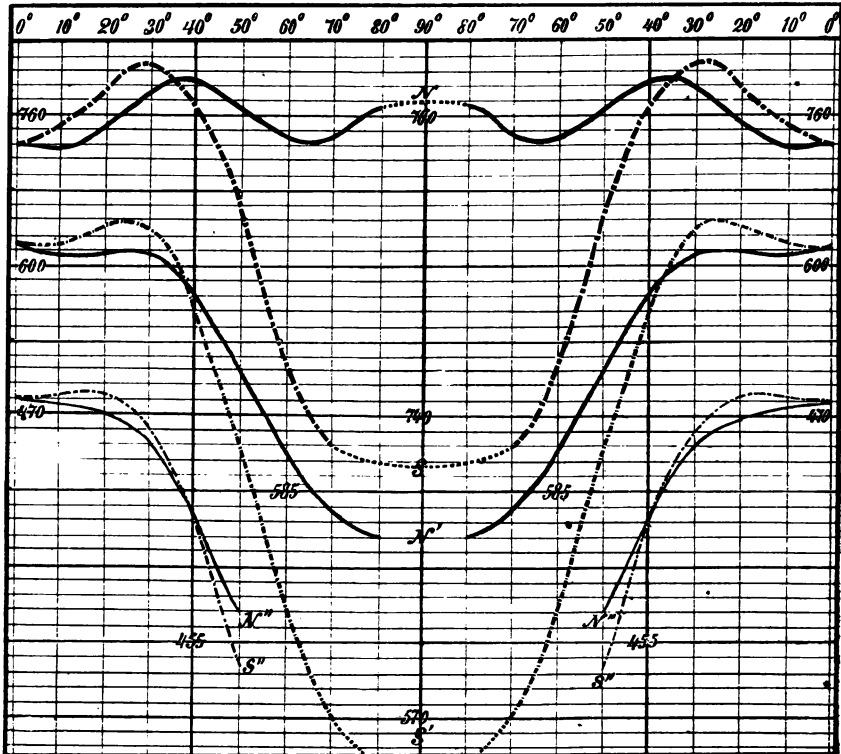
	Luftdruck				Temperatur					Luftdruck	
	Jahresmittel		Januar	Juli	Jahresmittel		beobachtet		Abnahme f. 100m	in	in
	2.	Gradient 3.	4.	5.	beob. 6.	berech. 7.	Jan. 8.	Juli 9.		2000 m 11.	4000 m 12.
90°	-17,0°					
80	760,5	...	760,4	760,6	-15,5°	-15,8	-31,9°	1,0°	0,19°	582,0	445,2
75	60,0	-0,19	60,2	58,8							
70	58,6	-0,14	59,0	58,2	- 9,8	-10,2	-26,5	6,9	0,25	583,6	446,6
65	58,2*	+0,01	58,8*	57,6*							
60	58,7	+0,15	59,7	57,7	- 1,6	- 2,2	-16,9	13,8	0,40	587,6	451,9
55	59,7	+0,20	61,0	58,4							
50	60,7	-0,18	62,1	59,3	6,3	6,5	- 6,0	18,6	0,57	593,0	457,0
45	61,5	+0,15	63,0	60,0							
40	62,0	+0,07	63,6	60,4	13,6	14,4	4,5	22,8	0,65	598,0	463,6
35	62,4	-0,03	64,1	60,7							
30	61,7	-0,18	63,4	60,0	19,8	20,4	12,9	26,6	0,67	600,9	468,3
25	60,4	-0,25	62,0	58,8							
20	59,2	-0,21	60,6	57,8	25,3	24,3	21,7	29,0	0,68	600,9	469,9
15	58,3	-0,13	59,3	57,3*							
10	57,9*	-0,03	58,4	57,4	27,2	26,4	25,9	28,4	0,69	600,9	470,7
5	58,0	+0,01	58,0	57,9							
0	58,0	+0,04	57,4	58,6	26,7	26,8	27,3	26,1	0,70	601,1	471,0
5	58,3	+0,11	57,1*	59,5							
10	59,1	+0,20	57,4	60,8	25,9	26,0	27,9	24,0	0,69	601,6	471,1
15	60,2	+0,26	58,2	62,2							
20	61,7	+0,29	59,5	63,9	23,7	23,8	26,8	20,8	0,68	602,7	471,1
25	63,2	+0,18	60,8	65,6							
30	63,5	-0,08	61,3	65,7	19,3	20,2	23,0	15,6	0,67	602,2	469,3
35	62,4	-0,30	60,6	64,2							
40	60,5	-0,51	59,1	61,9	14,4	14,9	17,6	11,1	0,65	597,1	463,1
45	57,3	-0,73	56,3	58,3							
50	53,2	-0,91	52,7	53,7	8,8	8,2	11,1	6,4	0,59	588,0	453,7
55	48,2	-0,97	48,2	48,2							
60	43,4	-0,83	1,8	0,9	3,6	0,0	0,46	577,0	443,9
65	39,7	-0,56							
70	38,0		- 5,8	0,32	569,9	437,2
80		-10,6
90		-12,4

*) Durch Integration kann hieraus das Gesamtmittel für die Erde, und für einzelne Zonen der Erdoberfläche gefunden werden. Ferrel findet für die nördliche Hemisphäre 15,30°, für die südliche 16,05°. In einer Fussnote spricht sich aber Ferrel dahin aus, dass die Mitteltemperatur der südlichen Hemisphäre sich noch etwas niedriger und mit derjenigen der nördlichen nahezu identisch ergeben würde, wenn einige neuere, bei dem Drucke der Abhandlung ihm noch nicht zugängliche Beobachtungen hinzugezogen würden.

welche die beobachteten Temperaturen für die Breiten zwischen $\theta = 10^\circ$ und $\theta = 150^\circ$ in befriedigender Weise zur Darstellung bringt.

Die Tabelle auf Seite 193 enthält in der 7. Kolonne die nach dieser Formel berechneten Temperaturen; in der 6. diejenigen Temperaturwerthe, welche der Berechnung der Formel zu Grunde

Fig. 37.



lagen; in der 8. und 9. Kolonne sind die entsprechenden Werthe für die extremen Monate des Jahres hinzugefügt. Ganz analoge Werthe des Luftdrucks sind in der 2., 4. und 5. Kolonne enthalten, während die 3., mit „Gradient“ überschriebene Kolonne die aus der 2. abgeleiteten mittleren Gradienten enthält; letztere in der gewöhnlichen Weise auf eine Länge von 111 Kilometern bezogen. Schon von Ferrel sind die Luftdruckwerthe auf die Schwerkraft von 45° Breite reducirt.

Eine graphische Darstellung der Jahresmittel des Luftdrucks in ihrer Abhängigkeit von der geographischen Breite liefert die beistehende Figur 37; die Kurve *N* z. B. beginnt am

Aequator und verläuft über den Nordpol bis zum entgegengesetzten Punkte des Aequators; Analoges gilt von der Kurve S , welche sich auf die südliche Hemisphäre bezieht. Bei dieser Darstellung gelingt es unschwer, die Mittelwerthe für die nicht zugänglichen Polargebiete durch Interpolation zu ergänzen.

Der ungeheure Unterschied beider Kurven muss sofort Jedermann überraschen! Es kann aber wohl kaum einem Zweifel unterliegen, dass der Charakter der idealen Druckvertheilung (wie sie auf einer vollkommen homogenen Erdoberfläche sich einstellen würde) auf der südlichen Hemisphäre deutlicher zum Ausdrucke kommt, als auf der nördlichen. *) Zu Gunsten dieser Anschauung spricht Nichts entschiedener, als die Thatsache, dass wir in der nördlichen Hemisphäre uns gar nicht sehr hoch zu erheben brauchen, um auf eine horizontale Druckvertheilung zu stossen, welche von derjenigen der südlichen Hemisphäre am Meeresniveau weit weniger verschieden ist, als von der unteren Druckvertheilung der nördlichen Hemisphäre. Für diejenigen Niveauflächen, deren Seehöhe in 45° Breite beziehungsweise 2000 und 4000 Meter beträgt, haben wir nämlich mit Hülfe der Reduktionsformel 24) pag. 82 auf Grund der Temperaturmittel in Kolonne 7 die Druckvertheilung aus der unteren Temperaturvertheilung berechnet; **) hypothetisch bleibt diese Berechnung nur insofern, als bezüglich der vertikalen Temperaturänderung infolge ungenügender Beobachtungsdaten gewisse Annahmen zu machen sind: Das für jeden Breitenkreis vorausgesetzte Maass der Abnahme für je 100 Meter findet man in Kolonne 10 der vorstehenden Tabelle angegeben; die Resultate der Rechnung sind in Kolonne 11 und 12 enthalten und überdies in Fig. 37 durch die beziehungsweise vollen und gestrichelten Kurven N' und S' (für 2000 M.) sowie N'' und S'' (für 4000 M.) zur Anschauung gebracht. Von einer neuen Zunahme des Luftdruckes bei dem Ueberschreiten des Polarkreises, wie die Kurve N sie zeigt, ist schon in der Kurve N' Nichts mehr zu erkennen; offenbar haben wir es also hier nur mit einer Eigenthümlichkeit der alleruntersten Luftschichten zu thun. Sehen wir deshalb von dieser „Unregelmässigkeit“ zunächst gänzlich

*) Bei Betrachtung der Kurve S entschliesst man sich ungern zu der Koncession eines neuen Ansteigens des Luftdruckes nach dem Südpole zu, wie dasselbe durch die spärlichen Beobachtungen über das Vorherrschen östlicher Winde in hohen südlichen Breiten vielleicht wahrscheinlich gemacht wird.

**) Es wurde $z_{45} = 0$, und $N_{45} = 2000$, resp. $= 4000$ gesetzt; der Faktor von τ wurde unter -5° zu 69 , um 0° herum zu 70 und 71 angenommen.

ab, so tritt uns am Grunde des Luftmeeres überall eine sehr charakteristische Form der Druckvertheilung entgegen: relativ niedriger Luftdruck am Aequator; ein Ring höchsten Druckes in etwa 30° Breite; darüber hinaus kontinuierliche, und zwar stärkere Abnahme des Druckes bis zum Pol.

Die entsprechende Luftbewegung der verschiedenen Zonen liefert uns nun das für die Erdoberfläche immer von Neuem sich bewährende barische Windgesetz (pag. 114); auf der südlichen Hemisphäre z. B. haben wir SE-Winde zwischen Aequator und 30° Breite, NW- oder WNW-Winde zwischen 30° und dem Pole (oder doch etwa bis zu 70° Breite) zu erwarten.

In keiner geographischen Breite widersprechen die aus den Beobachtungen der vorherrschenden Luftbewegung sich ergebenden Thatsachen dieser Schlussfolgerung; sie bestätigen sogar die Eigenthümlichkeit der Luftdruckzunahme polwärts in der Nordpolarzone.

Und doch birgt das Problem der allgemeinen atmosphärischen Cirkulation recht eigenthümliche Räthsel und Widersprüche, welche bei genauerer Prüfung der Kurven Fig. 37 leicht hervortreten werden! Vergleicht man z. B. die drei Kurven S, S' und S'', so wird man bemerken, dass das ringförmige Maximum an der polaren Seite des Passats mit zunehmender Seehöhe dem Aequator sich nähert und in einem Niveau von etwas mehr als 4000 Metern gänzlich verschwindet. Darüber hinaus sind selbst in der Passatregion alle Gradienten zum Pole gerichtet, und in noch weit höherem Grade ist solches in der gemässigten Zone (genauer: zwischen 30 und 66° Breite) der Fall. In den hohen und höchsten Regionen der Atmosphäre muss also die Tendenz der Luft, zum Pole zu strömen, eine ungewöhnlich grosse sein. Da nun aber in mittleren und höheren Breiten überhaupt kein Niveau existirt, in welchem der Gradient nicht polwärts gerichtet wäre, so erhebt sich die Frage: Auf welche Weise gelangt die in der Höhe überall dem Polargebiete zustrebende Luft wieder zum Wendekreise zurück? Und welches ist überhaupt der Grund der für die mittleren und höheren Breiten erkannten allgemeinen Abnahme des Luftdruckes nach den Polen zu, welche höchst eigenthümlicher Weise zum Auftreten barometrischer Minima in den kältesten Gebieten der Erde Anlass giebt? Widerspricht doch diese Thatsache beispielsweise gänzlich den Erfahrungen bei dem in § 32 zur Förderung des Verständnisses atmosphärischer Vorgänge beschriebenen Experimente!

Schon seit Jahrzehnten ist man auf die letzterwähnte Schwierigkeit aufmerksam geworden und hat dieselbe vielfach mit dem

Hinweis auf das Zusammenrücken der Meridiane zu beseitigen versucht, z. B. in folgender Weise: „Wäre die Erde ein Cylinder, der in seiner mittleren Peripherie stärker erwärmt würde, als an seinen Enden, so würde der obere wie der untere Passat bis gegen diese Enden hinaufreichen. In der Aequatorialzone würde eine aufsteigende Bewegung der Luft stattfinden, an den Polen eine herabsinkende, dort ein Gürtel niedrigen, hier ein solcher hohen Luftdrucks an der Erdoberfläche sich bilden. Da aber in Wirklichkeit die Pole nur Punkte sind, gegen welche die Luft längs der dorthin geneigten Flächen gleichen Druckes in der Höhe zuströmt, so muss der Kreislauf früher ein Ende erreichen, und die obere Strömung sinkt schon zwischen 30 und 40° Breite herab; das Barometermaximum entsteht hier, anstatt an den Polen, und die Passate finden gleichfalls hier ihre Polargrenze, indem die herabsinkende Luft gleich wieder zum Theil in den unteren Zweig des Kreislaufes aufgenommen wird.“

Wäre diese Erklärung richtig, so müsste die in Rede stehende Druckvertheilung auch dann sich entwickeln, wenn die Erde nicht rotirte und die (alsdann absoluten) Bewegungen allein den Meridianen folgten; daran ist aber offenbar gar nicht zu denken, denn sobald man eine Flüssigkeit zwingt, ein schnell sich verengerndes Strombett zu durchströmen, wird eine Stauung eintreten, d. h. es wird den Bedingungen der Continuität nur theilweise durch Vergrößerung der Geschwindigkeit, andertheils aber durch Hebung der Oberfläche Rechnung getragen werden; somit wäre aus dieser Ursache allein für mittlere und höhere Breiten offenbar weit eher eine Vermehrung, als eine Verringerung des Luftdruckes zu erwarten.

Nichtsdestoweniger stösst man in Abhandlungen und Monographien selbst der neuesten Zeit immer wieder und wieder auf diesen verfehlten Erklärungsversuch.

Wesentlich abweichende Anschauungen hat William Ferrel schon vor nahezu 30 Jahren entwickelt, zunächst in einer elementar gehaltenen Abhandlung: „An Essay on the Winds and Currents of the Ocean“ (by W. Ferrel, A. M. of Nashville Tennessee; Nashville Journal of Medicine and Surgery, Vol. XI, Oktob. und Nov. 1856); später (1858—1860) in eingehender und mehr mathematischer Weise in „The Motions of Fluids and Solids on the Earth's Surface“ (Runkle's Mathematical Monthly; nochmals abgedruckt in Professional Papers of the Signal Service, No. XII, 1882). Im Grossen und Ganzen betrachtet, kann man Ferrel's Auffassung durch den folgenden Satz zum Ausdrucke bringen:

Die gesammte allgemeine Luftbewegung einer Hemisphäre repräsentirt einen grossenatmosphärischen Wirbel, in welchem die Cirkulation durch die konstanten Temperatur-Differenzen eingeleitet und unterhalten, durch die Erdrotation aber in bestimmter Weise modificirt wird, und zwar so, dass die Rotation der Lufttheilchen im inneren Gebiete des Wirbels in der gewöhnlichen Weise erfolgt: gegen den Uhrzeiger auf der nördlichen, mit demselben auf der südlichen Hemisphäre. Jeder der zwei Wirbel besitzt aber noch ein äusseres ringförmiges Gebiet mit entgegengesetzter Rotation; an der Grenze des inneren und äusseren Gebietes erfolgt durch die „Centrifugalkräfte“ eine Anhäufung von Luft und eine entsprechende Vergrösserung des Luftdruckes.

Es ist Ferrel's unbestrittenes Verdienst, diese „Centrifugalkräfte“ als Ursache der Erniedrigung des Luftdruckes mit wachsender Breite nachgewiesen zu haben. Der grösseren Klarheit wegen wollen wir jetzt diese Kräfte und deren Einfluss auf den Gradienten durch eine Formel angeben und können zu diesem Zwecke auf die Einleitung, pag. 23, verweisen. Wenn sich ein Körper von der Masse m mit der relativen Geschwindigkeit V ostwärts bewegt und dabei genau dem Breitenkreise folgt, so besteht der mathematische Ausdruck für die Tendenz des Körpers, äquatorwärts aus dem Breitenkreise auszuweichen, aus 3 Gliedern, von denen jedoch das erste durch die Abweichung der Erde von der Kugelgestalt kompensirt wird. Die beiden anderen repräsentiren in jenem Beispiele diejenige Kraft, mit welcher die Wand des Kanals polwärts auf den Körper einwirkt; im Falle der Luftbewegung übernimmt die zum Pole gerichtete Gradientkraft diese Aufgabe, woraus sich für die Grösse des polwärts gerichteten Gradienten G (man vergl. § 36) folgender Ausdruck ergibt:

$$\frac{dG}{dq} = 2V\omega \sin \varphi + \frac{V^2}{r \sin \varphi}.$$

Das erste Glied der rechten Seite repräsentirt die sogenannte ablenkende Kraft der Erdrotation. Das letzte rührt nur von der geodätischen Krümmung des Breitenkreises her und spielt im vorliegenden Falle insofern eine besondere Rolle, als sein Vorzeichen unabhängig ist von demjenigen der (ostwärts gerichteten) Geschwindigkeit V . Im Passatgebiete, wo V negativ ist, wird also G nur insofern negativ werden und die Richtung zum Aequator annehmen, als das erste, in Folge der niedrigeren Breite schon an

sich geringfügige Glied grösser ist, als das zweite. Die nach West gerichtete Bewegung in den Tropen zonen bedingt somit bei gleicher Geschwindigkeit einen weit kleineren Gradienten, als die ostwärts gerichtete Bewegung der höheren Breiten.

Die vorstehende Gleichung setzt voraus, dass keine Reibung vorhanden, und die Bewegung eine rein latitudinale sei; man wird indessen leicht erkennen, in welcher Weise dieselbe zu modificiren ist, wenn neben der ostwärts gerichteten Komponente V_e noch eine polwärts gerichtete Komponente V_n auftritt. Zunächst ist V_e für V zu substituiren; ausserdem hängt aber die Grösse des Gradienten noch davon ab, ob die Komponente V_n konstant, oder ob sie in Ab- oder Zunahme begriffen ist, indem V_n nur in ersterem Falle den Gradienten gar nicht beeinflusst; als Maass dieser Abhängigkeit dient die Beschleunigung $\frac{dV_n}{dt}$ (vergl. pag. 4). Schliesslich hat der Gradient noch den durch V_n bedingten Reibungswiderstand zu überwinden, welcher von Guldberg und Mohn durch kV_n ausgedrückt, von Ferrel aber in unbestimmterer Weise mit F_n bezeichnet wird. Der vollständige Ausdruck für den polwärts gerichteten Gradienten ist somit der folgende:

$$2) \quad \frac{\mu}{\rho} G_n = 2 V_e \omega \sin \varphi + \frac{V_e^2}{r \sin \varphi} + \frac{dV_n}{dt} + F_n.$$

Diese Gleichung ist von der ersten der Gleichungen 15) in Ferrel's „Meteorological Researches, part I“ nur der Form nach verschieden. Ferrel's zweite Gleichung repräsentirt für den hier vorliegenden Fall einer, von der geographischen Länge unabhängigen Gestaltung der Phänomene das Princip der Erhaltung der Flächen und kann deshalb durch die von uns pag. 34 abgeleitete Gleichung

$$3) \quad V_e = \frac{C}{r} - r\omega$$

ersetzt werden, welche bei Abwesenheit von Reibungswiderständen das Gesetz der Aenderung von V_e darstellt, wenn der betrachtete Körper aus irgend einem Grunde seinen Abstand r von der Erdaxe, und damit seine geographische Breite φ verändert. Die willkürliche Konstante C kann dadurch bestimmt werden, dass man der west-östlichen Geschwindigkeit in irgend einem gewissen Abstände r_0 von der Erdaxe den bestimmten Werth V_{e_0} beilegt; dadurch ergibt sich: $C = r_0 (V_{e_0} + r_0 \omega)$, und bei Substitution in 3) erhält man für diese Gleichung die folgende Form:

$$3') \quad V_z = V_{z_0} \frac{r_0}{r} + \omega \cdot \frac{r_0^2 - r^2}{r},$$

welche V_z für beliebige Anfangswerthe zu berechnen gestattet, wohlgermerkt: unter der in Wirklichkeit nicht erfüllten Voraussetzung, dass das Lufttheilchen zwar der meridional wirkenden Gradientkraft unterworfen, sonst aber in seiner Bewegung vollkommen ungehindert sei.

Nummehr wollen wir die durch Erfahrung und Theorie gewonnenen Resultate bis zu einem gewissen Grade zu verknüpfen suchen!*)

Man denke sich die Atmosphäre zunächst überall gleich warm und in vollkommener (relativer) Ruhe! Alsdann werde die Temperatur in der äquatorialen Zone überall erhöht, im Polargebiete erniedrigt! Die nächste Folge ist das Auftreten von horizontalen, polwärts gerichteten Druckkräften in den oberen Schichten der Atmosphäre; hier werden sich deshalb sämtliche Luftpartikelchen polwärts in Bewegung setzen. Indessen können sie den Meridianen nicht folgen, denn nach Gleichung 3') müssen sie auch in dem hier vorausgesetzten Falle, dass $V_{z_0} = 0$ sei, sehr bald eine bedeutende ostwärts gerichtete Geschwindigkeitskomponente V_z erlangen. Nach dieser Gleichung würde beispielsweise V_z zwischen dem Aequator ($r_0 = R$) und 60° Breite ($r = R/2$) von Null auf $\frac{3}{2} R \omega$, also auf das Anderthalbfache der Rotationsgeschwindigkeit eines Punktes am Aequator anwachsen! Aus den oben bereits erörterten Gründen ist natürlich an eine strenge Erfüllung der Gleichung 3') nicht zu denken; Reibungswiderstände und Continuitätsbedingungen können indessen die Entwicklung der ostwärts gerichteten Ge-

*) Eine vollständige Lösung des Problems, welche darüber Auskunft giebt, dass die beiden grossen Wirbel der atmosphärischen Cirkulation gerade in der oben erkannten eigenthümlichen Weise, und nicht anders sich gestalten müssen, wird wohl nur mit Hülfe streng analytischer Methoden möglich sein; denn es handelt sich darum, das gleichzeitige Wirken einer Menge verwickelter Einflüsse in ihrem Ineinandergreifen zu erfassen. Zu dem Ende wäre wohl vor allen Dingen das einfachere Problem der Entstehung und Erhaltung der thermischen Konvektionsströmungen, wie dieselben § 32 an einem Experimente erläutert wurden, für den Fall der freien Atmosphäre einer analytischen Behandlung zu unterziehen. Aussichtslos wäre ein derartiges Unternehmen wohl nicht, denn es handelt sich bei der allgemeinen Cirkulation der Atmosphäre um einen einfacheren Fall, als bei der Untersuchung eines kleineren Wirbels, insofern nämlich, als das Gasquantum ein begrenztes ist. Von besonderer Wichtigkeit wäre hierbei eine strengere Berücksichtigung der Continuitätsbedingungen, als wir sie in Ferrel's Untersuchungen finden.

schwindigkeitskomponente zwar bedeutend verzögern, keinesfalls aber dieselbe gänzlich verhindern; V_e wird also in höheren Breiten immerhin einen recht beträchtlichen Werth erlangen müssen, welchem nach Gl. 2) eine bedeutende Vergrößerung der Luftdruckdifferenzen entspricht; es ist also mit Sicherheit anzunehmen, dass die grossen für die oberen Schichten aus Fig. 37 sich ergebenden allgemeinen polwärts gerichteten Gradienten grösstentheils auf Rechnung der allgemeinen Ostwärtsbewegung der Atmosphäre zu setzen sind; gegen V_e wird deshalb die polare Komponente V_n im Allgemeinen verschwindend klein sein.

In den unteren Schichten wird sich inzwischen ein ähnlicher Vorgang vollziehen müssen, denn dort treten zunächst allgemein Druckdifferenzen auf, welche einer vom Pol zum Aequator gerichteten Kraft entsprechen; die Lufttheilchen setzen sich also äquatorwärts in Bewegung und gewinnen dabei eine nach Westen gerichtete Geschwindigkeitskomponente. Es giebt indessen einige Momente, durch welche sich der Vorgang an der Erdoberfläche von demjenigen in der Höhe wesentlich unterscheidet. Setzt man nämlich in Gl. 3'), wie vorher, $V_{e0} = 0$, dann aber $r_0 = R/2$ ($\varphi = 60^\circ$) und $r = R$ (also $\varphi = 0^\circ$), so resultirt $V_e = -\frac{3}{4}R\omega$; ohne Reibungswiderstände würde also ein Lufttheilchen, welches von 60° Breite zum Aequator gelangt, an ost-westlicher Geschwindigkeit nur die Hälfte von demjenigen gewinnen, was auf dem entgegengesetzten Wege an west-östlicher Geschwindigkeit gewonnen wurde.

Zweitens wirkt die weit grössere Reibung in den unteren Schichten auf die Entwicklung grosser ost-westlicher Geschwindigkeiten sehr ungünstig ein.

Drittens verlangen die westwärts gerichteten Bewegungen — wie oben schon erörtert wurde — bei gleicher Geschwindigkeit nicht so grosse Druckdifferenzen, wie die ostwärts gerichteten Bewegungen.

Hieraus ergibt sich die Berechtigung der folgenden Behauptung: Wenn die polwärts strebenden oberen Luftmassen von den äquatorwärts fließenden unteren Luftmassen auf dem weitaus grösseren mittleren Theile ihres Weges durch eine starre Niveaufläche von einander gänzlich getrennt wären, so würden die äquatorwärts gerichteten Gradienten der unteren Hälfte der Atmosphäre allgemein geringer sein, als die polwärts gerichteten Gradienten in der oberen Hälfte.

Lässt man nun die trennende Niveaufläche in eine vollkommen nachgiebige Membran übergehen, so wird von den Instrumenten an der Erdoberfläche ausser der unteren Druckvertheilung auch

die obere empfunden werden; aus den soeben erörterten Gründen wird aber hierbei in mittleren (und höheren) Breiten die obere Druckvertheilung das Uebergewicht gewinnen, so dass die äquatorwärts gerichteten Gradienten auf die Tropenzonen sich beschränken werden.*) Dasselbe Resultat wäre zu erwarten, wenn ohne eine derartige trennende Membran die Luftcirculation in derselben Weise sich vollzöge. In Wirklichkeit kommt noch hinzu, dass die vertikalen Glieder der Circulation sich keineswegs auf die äussersten Enden der horizontalen Luftströme beschränken werden; es ist vielmehr zu erwarten, dass die in der Höhe polwärts fließenden Lufttheilchen schon von etwa 30° Breite an langsam herabsinken; hierbei werden sie einen Theil ihrer

*) Ferrel hat sich in allen seinen Abhandlungen bemüht, das Auftreten der ringförmigen Druck-Maxima in 30—35° Breite als eine nothwendige mechanische Konsequenz des Principes der Flächen zu erweisen; seine Berechnung führt zu dem Resultate, dass der Breitenkreis φ , welcher die Grenze der relativen West- und Ostwärts-Bewegung bildet, aus der Gleichung $\cos^2 \varphi = \frac{2}{3}$ sich bestimmen, wonach $\varphi = 35^\circ 16'$ betragen würde.

Auf diese Berechnung ist aber wohl nicht allzuviel Gewicht zu legen, und Ferrel selbst hat sich veranlasst gesehen, zur Bestimmung jener Grenze noch ein anderes Princip heranzuziehen; in den Meteorological Researches findet man nämlich auf Seite 42 den folgenden Paragraphen:

„Da die Bewegung der Atmosphäre gegen die Pole hin nach Osten und in der Nähe des Aequators nach Westen gerichtet ist, so muss es irgendwo zwischen Aequator und Pol einen Breitenkreis geben, wo weder östliche noch westliche Bewegung existirt. Für den Fall, dass keine Reibung vorhanden sei, haben wir diesen Breitenkreis zu rund 35° bestimmt; in Wirklichkeit setzt aber die Erdoberfläche den atmosphärischen Bewegungen einen Widerstand entgegen; dieser Breitenkreis wird also von dem Gesetze der Widerstände und der Geschwindigkeiten abhängen müssen, weshalb derselbe theoretisch nicht mit voller Genauigkeit bestimmt werden kann. Es ist jedoch evident, dass die nach Osten und Westen gerichteten Bewegungen der Atmosphäre an der Erdoberfläche derartige sein müssen, dass die Summe der Widerstände aller Theile der Erdoberfläche, jeder multiplicirt in seinen Abstand von der Rotationsaxe, den Werth Null ergibt, denn sonst würde die Geschwindigkeit der Erdrotation kontinuierlich beschleunigt oder verzögert werden — was aus einer gegenseitigen Beeinflussung der Erdoberfläche und der umgebenden Atmosphäre nicht resultiren kann. Da nun der Theil der Erdoberfläche, auf welchem sich die Luft nach Westen bewegt, viel weiter von der Axe entfernt ist, als derjenige mit der östlichen Bewegung, so muss man vermuthen, dass der neutrale Breitenkreis dem Aequator näher sei, als derjenige von 35°, es sei denn, dass die östlichen Geschwindigkeiten des Polargebietes weit grösser wären, als die westlichen in den Tropen. — Man weiss, dass die Erfahrung dieses Resultat bestätigt.“

Uns will es scheinen, als ob beide Versuche, die Nothwendigkeit des Auftretens der Kalmenzonen und Druckmaxima in 28°—35° Breite, nicht ganz einwurfsfrei seien.

bedeutenden Ostwärts-Bewegung beibehalten, und diese also auf die unteren Schichten übertragen. In höheren (und mittleren) Breiten wird deshalb die westwärts gerichtete Rotation, welche man dem allgemeinen Schema gemäss unten erwarten sollte, durch die aus den höheren Schichten stammende entgegengesetzte Rotation vollkommen überwuchert werden; erstere beschränkt sich demgemäss auf diejenigen, dem Aequator naheliegenden Zonen, in welchen die obere Strömung entweder noch eine aufsteigende, oder doch wenigstens noch keine absteigende Bewegungskomponente besitzt.

In ganz entsprechender Weise wird natürlich die in der äquatorialen Hälfte des Passates aufsteigende Luft ihre westwärts gerichtete Bewegung zum Theil auf die höheren Schichten übertragen müssen; da sich aber hierbei die äquatoriale Komponente der Bewegung allmählig in eine polwärts gerichtete verwandelt, so muss z. B. über dem Nordostpassat an der Erdoberfläche ein Südostwind in der Höhe sich entwickeln: ein Resultat, welches durch die Erfahrung bestätigt wird.

Ganz dem analog wird aber die in mittleren und höheren Breiten überall langsam herabsinkende Luft ihre polwärts gerichtete Bewegungskomponente — dem meridionalen Kreislaufe gemäss — allmählig in eine äquatoriale Komponente verwandeln. Mit dieser sich unabweisbar aufdrängenden Schlussfolgerung ist also die oben pag. 196 aufgeworfene Frage beantwortet; die Antwort birgt aber, genauer betrachtet, eine kühne Behauptung, diejenige nämlich, dass sich die Lufttheilchen in den unteren Schichten der höheren Breiten dem Gradienten entgegen bewegen, denn dort hat ja der Gradient in allen Schichten die Richtung zum Pole. Dass eine derartige Bewegung dem barischen Windgesetze (pag. 114) widersprechen würde, will hier nicht viel bedeuten, denn letzteres ist zunächst der Erfahrung entnommen und bezieht sich überhaupt nur auf die durch Reibung stark beeinflussten Luftbewegungen in unmittelbarer Nähe der Erdoberfläche.

Im Folgenden wird ein besonderer Paragraph mit den Bewegungen gegen den Gradienten sich beschäftigen und die Möglichkeit derselben beweisen. Wenn man übrigens bedenkt, dass es sich immer nur um eine kleine meridionale Komponente handelt, welche die Hauptbewegung nach Osten nur in geringem Grade modificirt, so erscheint der Vorgang nicht so unbegreiflich, wie man zunächst glauben möchte. Allerdings wird letzterer stets nur als ein Glied in einem ganzen System von Luftbewegungen auftreten können, welches durch das Eingreifen fremder Kräfte

unterhalten wird. Mit diesem Falle haben wir es aber hier zu thun; in der That: denkt man sich zunächst die Erde mit ihrer Atmosphäre in Ruhe, so wird infolge der beständigen Wärmezufuhr in den Tropen bei Abwesenheit aller Störungen eine rein meridionale Cirkulation, wie in § 32 erörtert, entstehen und fort-dauern müssen. Tritt nun die Erdrotation hinzu, so veranlasst dieselbe die Entwicklung der oben erörterten Wirbelbewegungen mit einer entsprechenden Aenderung der Druck- oder Massenvertheilung; wird aber hierdurch die meridionale Cirkulation unterbrochen werden können? Offenbar nicht! denn ohne sie würde infolge der Reibung bald die gesammte Luftbewegung in's Stocken gerathen.

Ein gewichtigeres Argument gegen die obige Behauptung scheinen die Thatsachen zu liefern, denn nach den Aufzeichnungen unserer meteorologischen Stationen ist die vorherrschende Windrichtung zwischen Wendekreis und Nord-Polarkreis nicht NW oder WNW, sondern SW; wir sind also gezwungen, das Zurückströmen der Luft zu den Wendekreisen in eine mittlere Schicht der Atmosphäre zu verlegen. Höchst wahrscheinlich ist aber diese Schicht von der Erdoberfläche gar nicht so sehr weit entfernt, denn es ergeben — wie auf Seite 125 bereits erörtert wurde — Erfahrung und Theorie für die untersten Schichten eine in dem erforderlichen Sinne sich vollziehende Aenderung der Windrichtung mit zunehmender Höhe.

Die allgemeine Cirkulation der Atmosphäre würde hiernach etwa durch das nebenstehende Schema (Fig. 38) darzustellen sein, welches dem von Ferrel im Jahre 1858 entworfenen Diagramme entspricht.*) Die Pfeile im Meridionalschnitte der Atmosphäre bezeichnen natürlich die meridionalen Komponenten der Bewegung; die Schraffirung soll diejenige Region bezeichnen, in welcher die Atmosphäre eine westwärts gerichtete Geschwindigkeitskomponente besitzt.

Der innere Theil des Diagramms stellt die charakteristischen Momente der wirklichen Bewegungen noch einmal in der Ansicht von oben dar, und zwar beziehen sich

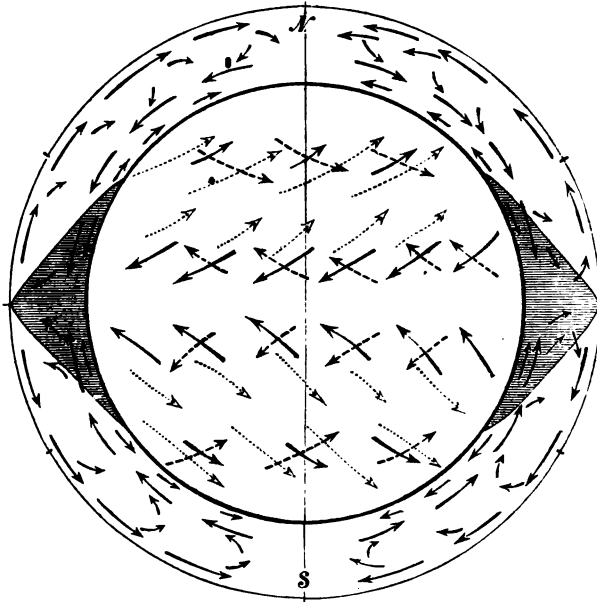
die voll gezeichneten Pfeile auf die Grundsicht,
 die gestrichelten „ „ „ unteren und mittleren Schichten,
 die punktirten „ „ „ oberste Schicht der Atmosphäre.

Man wird bemerken, dass sowohl in diesem Schema, als auch

*) In dem 1856 von Ferrel in seiner ersten Schrift publicirten Schema fehlt noch die oben polwärts gerichtete Luftströmung.

in den vorstehenden Erörterungen, die etwa von 70—75° Breite ab erfolgende Zunahme des Luftdruckes nach dem Pole hin (vergl. Fig. 37) keine Erklärung findet. Vielleicht genügt es indessen, noch einmal auf die eigenthümliche Stellung der untersten Schichten hinzuweisen; ohne wesentliche Schwierigkeiten wird man die ganze Betrachtung auf denjenigen grösseren Theil der Atmo-

Fig. 38.



sphäre beziehen können, welcher sich über dem Niveau von etwa 1000 m Seehöhe befindet; in diesem Niveau möge also die Druckabnahme von 30° bis zum Pole vollkommen ungestört entwickelt sein. Alsdann würde das an der Erdoberfläche beobachtete barometrische Maximum der Polargebiete sich als eine blosse Folge der hier ungemein grossen Dichtigkeit der Luft in der untersten, 1000 m hohen Luftschicht ergeben.

Ferrel's Berechnung der Windgeschwindigkeit in der allgemeinen Cirkulation der Atmosphäre.

Wenn man (wie in 8a) oder 8a') pag. 134 oder 135 gesehen) die erste der Gleichungen 7), pag. 134, mit -1 multiplicirt und der Interpretation derselben auf Seite 135 sich erinnert, so wird man leicht erkennen, dass diese Gleichung der im Vorstehenden abgeleiteten Formel 2) Glied für Glied genau entspricht; diese Analogie kann nicht Wunder nehmen, denn in beiden Gleichungen ist die Druckvertheilung und Luftbewegung durch Polarkoordinaten

auf einen festen Punkt der Erdoberfläche bezogen; in 2) ist es der Nordpol der Erde, in jener Gleichung 7) ein beliebiger Punkt, als Centrum eines räumlich beschränkten Systems von Luftbewegungen, innerhalb dessen die Horizontalkomponente der Erdrotation als konstant betrachtet wird. In der That hätte man Gl. 2) aus der ersten der Gl. 7) bei sorgfältiger Abwägung der Bedeutung jedes einzelnen Gliedes ohne Weiteres gewissermassen durch Uebersetzung gewinnen können.

Nicht so unmittelbar verständlich sind alle Glieder in der zweiten der Gl. 7); es möge indessen darauf hingewiesen werden, dass die 3 ersten Glieder, gleich Null gesetzt, für die absolute Winkelgeschwindigkeit: $\omega \sin \varphi + \vartheta'$, das Princip der Erhaltung der Flächen: $r^2 (\omega \sin \varphi + \vartheta') = \text{const.}$ zum Ausdruck bringen, was sich bei Differentiation dieser Gleichung und Division mit r sofort ergibt. — Ganz analoge Verhältnisse werden bei dem auf die ganze Erdoberfläche sich beziehenden Problem obwalten müssen; in diesem Falle ist das Flächenprincip darzustellen durch

$$r^2 \left(\omega + \frac{V_\varepsilon}{r} \right) = \text{const.}, \text{ oder } r^2 \omega + r V_\varepsilon = \text{const.};$$

die Differentiation mit nachfolgender Division durch r ergibt:

$$\frac{dV_\varepsilon}{dt} + \left(2\omega + \frac{V_\varepsilon}{r} \right) \frac{dr}{dt} = 0.$$

Dieses sind die 3 ersten Glieder der gesuchten Gleichung; ihre Summe, um F_ε : den durch die west-östliche Komponente der Geschwindigkeit V_ε bedingten Reibungswiderstand vermehrt, repräsentirt die Grösse der von West nach Ost gerichteten Gradientkraft-Beschleunigung $\frac{\mu}{\rho} G_\varepsilon$; wird noch dr/dt durch $-V_n \sin \varphi$ ersetzt (vergl. Fig. 11 auf Seite 25), so ergibt sich folgender Ausdruck:

$$4) \quad \frac{\mu}{\rho} \cdot G_\varepsilon = \frac{dV_\varepsilon}{dt} - \left(2\omega + \frac{V_\varepsilon}{r} \right) V_n \sin \varphi + F_\varepsilon,$$

welcher im Verein mit 2) (pag. 199) die Grundgleichungen für das allgemeine Problem der horizontalen Luftbewegungen darstellt.

Für die allgemeine Cirkulation der Atmosphäre ist $G_\varepsilon = 0$ zu setzen, weshalb die Grundgleichungen, in etwas modificirter Form auf die folgenden sich reduciren:

$$5) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{a) } \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} = \frac{dV_n}{dt} + \left(2\omega + \frac{V_\varepsilon}{r} \right) V_\varepsilon \sin \varphi + F_n \\ \text{b) } 0 = \frac{dV_\varepsilon}{dt} - \left(2\omega + \frac{V_\varepsilon}{r} \right) V_n \sin \varphi + F_\varepsilon. \end{array} \right.$$

n bedeutet den linearen Abstand vom Nordpol, so dass dn zum Aequator gerichtet ist; V_n bezeichnet die polwärts gerichtete Geschwindigkeitskomponente. In Ferrel's Grundgleichungen befindet sich der Faktor 2 in 5 b), offenbar in Folge eines Versehens, ausserhalb der Klammer.

Diese Gleichungen können auf jede beliebige Niveauschicht sich beziehen; befindet sich letztere in einer Höhe h über der Erdoberfläche, so kann mit Hilfe der barometrischen Höhenformel der Druck P an der Erdoberfläche für p eingeführt werden. Betrachtet man zunächst ρ als eine Funktion des Druckes allein, so ist nach § 21 Gl. 8):

$$\rho \cdot g = p \cdot K.$$

Hierin hat K die in 12) § 21 angegebene Bedeutung, ist also in erster

Linie eine Funktion der Temperatur und der Feuchtigkeit. Wird dieser Ausdruck für ρ in 5a) substituiert, so ist die linke Seite zu ersetzen durch $\frac{g}{K} \frac{\partial \text{Log } p}{\partial n}$. Die Höhenformel ist nach 10) § 21 in folgender Weise zu schreiben:

$$\text{Log } \frac{P}{p} = hK, \quad \text{oder: } \text{Log } P - \text{Log } p = hK,$$

wenn Log , wie oben, den natürlichen Logarithmus bezeichnet. Hieraus folgt:

$$\frac{\partial \text{Log } p}{\partial n} = \frac{\partial \text{Log } P}{\partial n} - h \frac{\partial \text{Log } K}{\partial n};$$

demnach erhält Gl. 5a) die folgende Gestalt:

$$5a') \quad \frac{g}{K} \frac{\partial \text{Log } P}{\partial n} = \frac{dV_n}{dt} + \left(2\omega + \frac{V_\varepsilon}{r}\right) V_\varepsilon \sin \varphi + F_n + \frac{\partial \text{Log } K}{\partial n}.$$

Dieser Formel bedient sich Ferrel zur Berechnung der mittleren Windgeschwindigkeit V_ε als Funktion der geogr. Breite und Seehöhe auf Grund der in der Tabelle pag. 193 mitgetheilten Luftdruckwerthe im Meeresniveau. Allerdings handelt es sich dabei nur um eine Approximation; in vorstehender Gl. 5a') z. B. wird V_ε/r neben 2ω vernachlässigt; dasselbe geschieht in Gl. 5b), welche zur Bestimmung, resp. Elimination von F_n aus 5a') benutzt wird, und zwar in folgender Weise: Wenn ψ den Ablenkungswinkel bezeichnet, so hat man die beiden Relationen:

$$F_\varepsilon = F_n \text{tg } \psi; \quad V_n = V_\varepsilon \text{cotg } \psi;$$

substituiert man diese Ausdrücke in 5b) und vernachlässigt noch die Beschleunigung $\frac{dV_\varepsilon}{dt}$, so resultirt:

$$F_n = V_\varepsilon \cdot 2\omega \sin \varphi \cdot \text{cotg}^2 \psi.$$

Nach Einführung dieses Werthes in 5a') wird diese Gleichung nach V_ε aufgelöst, wobei sich ergibt:

$$6) \quad V_\varepsilon = \frac{\frac{g}{K} \frac{\partial \text{Log } P}{\partial n} - h \frac{\partial \text{Log } K}{\partial n} - \frac{dV_n}{dt}}{2\omega \sin \varphi} \sin^2 \psi.$$

Bei Auswerthung der rechten Seite wird noch dV_n/dt vernachlässigt, und $\sin \psi = 1$ gesetzt, die Luftströmung demnach als den Isobaren parallel betrachtet, was für die höheren Schichten der Atmosphäre in der gemässigten Zone allem Anscheine nach ziemlich korrekt ist. — Zur Berechnung von $\frac{\partial \text{Log } K}{\partial n}$ dient die Formel 1), pag. 193, für die Mitteltemperatur τ der verschiedenen Breitengrade; genau genommen sollte für τ nicht die Temperatur an der Erdoberfläche, sondern die Mitteltemperatur der Luftsäule von der Höhe h eingeführt werden. Unbrauchbar wird die Formel in der Nähe des Aequators, indem dort $\sin \varphi$ im Nenner in Null übergeht; dort ist aber auch beispielsweise die Annahme: $\psi = 90^\circ$, keineswegs mehr zulässig, denn wir haben schon pag. 117 erkannt, dass der Ablenkungswinkel mit der Annäherung an den Aequator kleiner und kleiner werden muss. Für die Breiten von 15° an polwärts stellt Ferrel die Resultate in eine Tabelle zusammen, welche wir auszugsweise reproduciren; die Seehöhe h ist in Kilometern anzugeben.

	Berechneter Werth der Geschwindigkeitskomponente V_e , in Metern pro Sekunde		
	Jahr	Januar	Juli
$\varphi = 70^\circ$	- 0,9 + 1,8 . h	- 0,3 + 2,0 . h	+ 1,4 + 1,7 . h
60°	+ 1,1 + 2,3 "	+ 1,5 + 3,1 "	+ 0,7 + 1,6 "
50	+ 1,5 + 2,4 "	+ 1,8 + 3,3 "	+ 1,2 + 1,4 "
40	+ 0,7 + 2,5 "	+ 0,8 + 3,6 "	+ 0,7 + 1,4 "
35	- 0,4 + 2,6 "	- 0,3 + 3,9 "	- 0,4 + 1,3 "
30	- 2,4 + 2,6 "	- 2,5 + 4,1 "	- 2,2 + 1,2 "
25	- 4,0 + 2,6 "	- 4,4 + 4,2 "	- 3,3 + 1,0 "
20	- 4,2 + 2,5 "	- 5,6 + 4,3 "	- 3,3 + 0,7 "
15	- 3,4 + 1,6 "	- 6,1 + 3,0 "	- 1,1 + 0,2 "
$\varphi = -15^\circ$	- 6,9 + 2,2 "	- 5,2 + 1,4 "	- 8,6 + 3,3 "
- 20	- 5,9 + 2,2 "	- 5,3 + 1,7 "	- 6,4 + 2,8 "
- 25	- 2,8 + 2,1 "	- 2,9 + 1,8 "	- 4,4 + 2,4 "
- 30	+ 1,1 + 2,0 "	+ 0,6 + 2,0 "	+ 1,4 + 1,9 "
- 35	+ 3,4 + 2,0 "	+ 2,8 + 2,2 "	+ 4,0 + 1,9 "
- 40	+ 5,2 + 1,8 "	+ 4,4 + 2,2 "	+ 6,0 + 1,9 "
- 50	+ 7,7 + 2,0 "	+ 6,8 + 2,5 "	+ 8,5 + 1,7 "

Hiernach wäre die westwärts gerichtete Bewegung der Atmosphäre, ausserhalb der Breitenkreise von 15° , auf die untersten bis zu etwa 3 km Höhe sich erstreckenden Schichten der Passatgebiete beschränkt. Dass aber viele Thatsachen die Existenz des „Antipassates“ in den höheren Schichten bestätigen, ist allgemein bekannt; es möge nur an die im Jahre 1812 zu Barbadoes beobachteten Aschenregen erinnert werden, welche dem Vulkan auf der westwärts gelegenen Insel St. Vincent entstammten.

Es ist höchst beachtenswerth, dass Ferrel schon in den Jahren 1858—60 mit Erfolg versucht hat, die Geschwindigkeit der Luftströmungen höherer Schichten theoretisch aus der Druckvertheilung an der Erdoberfläche abzuleiten; in Europa hat man erst seit den letzten 6 Jahren die grosse Bedeutung der barometrischen Höhenformel für die indirekte Bestimmung der Druckvertheilung und Luftbewegung höherer Schichten erkannt.

54. Die Konstitution der Cyklonen und Anticyklonen bei symmetrisch-cirkularer Gestaltung derselben. Im vorigen Paragraphen haben wir erkannt, dass die allgemeine Cirkulation der Atmosphäre zwei immense Wirbel repräsentirt, in welchen die Luftbewegungen in ganz symmetrischer Weise von Statten gehen. Jeder von diesen Wirbeln besteht aus einem grossen Innenraume mit ostwärts gerichteter Rotation, welcher (in der Nähe der Erdoberfläche) durch einen Ring höchsten Luftdruckes von einem schmalen Aussenraume mit entgegengesetzter Rotationsbewegung getrennt ist; die Temperatur ist in der Mitte am niedrigsten und nimmt von da ab bis zum Rande kontinuierlich zu.

Wenn nun an irgend einer beliebigen Stelle der Erdoberfläche (vom Aequatorialgebiete abgesehen) in einem nahezu kreisförmig begrenzten, abgeschlossenen Luftquantum durch centrale Abkühlung eine radiale Luftcirkulation eingeleitet würde, so müsste dieses Luftquantum offenbar zu einem ganz ähnlichen Windsysteme sich gestalten, denn die in Betracht kommenden Kräfte und Reaktionen sind genau dieselben, wie bei der allgemeinen Cirkulation der Atmosphäre; der einzige Unterschied besteht darin, dass die „ablenkende Kraft der Erdrotation“ in dem grossen Wirbel nach dem Rande zu kontinuierlich abnimmt, während dieselbe in dem kleinen Wirbel auf verschiedenen Seiten sich etwas verschieden verhält, im Allgemeinen aber nahezu als konstant betrachtet werden kann. Hiernach müsste ein (kreisförmiges) Windsystem mit kaltem Centrum in seinem grossen Innenraume nothwendigerweise eine Cyklone im gebräuchlichen Sinne des Wortes repräsentiren*), nicht aber eine Anticyklone, d. h. ein Windsystem, in welchem der Luftdruck im Innern am höchsten ist.

Diese Schlussfolgerung ist es, durch welche Ferrel bezüglich der barometrischen Maxima zu einer ganz ähnlichen Anschauung gelangte, wie sie später Oberbeck nach § 44 aus mehr mathematischen Gründen gewonnen hat. Die Entstehung der barometrischen Maxima erläutert Ferrel durch ein Diagramm, in welchem zwei Cyklonen von gleichem Umfange und gleicher Tiefe einander theilweise überdecken, so zwar, dass die zwei Ringe höchsten Barometerstandes einander berühren. An der Berührungsstelle soll der Luftdruck einen Betrag von 768 mm erreichen, während derselbe in jedem Ringe höchsten Druckes nur 764 mm und am äusseren Rande jeder Cyklone 760 mm beträgt. „Der Effekt ist ein Gebiet mit höherem Drucke als irgendwo in jeder der konstituierenden Cyklonen; der Wind rotirt zwar gewissermaassen um den Ort des Maximums, aber die Isobaren sind keineswegs kreisförmig, sondern müssen spitzwinkelige Biegungen zeigen, die aber in der Natur meistens durch verschiedene abnorme Störungen abgerundet werden. Wenn vielleicht in den zwei „gewöhnlichen“ Cyklonen die Temperatur in regelmässiger Weise vom Centrum zum Rande hin abnahm, so wird sie, nach Vereinigung der Cyklonen, vom Orte höchsten Barometerstandes zu den Centren hin zunehmen, senkrecht zu dieser Richtung aber nach beiden Seiten hin eine Abnahme zeigen, so dass ein Gebiet hohen Luft-

*) Die Erfahrung spricht nicht für ein häufigeres Vorkommen von Cyklonen mit kaltem Centrum; auch Ferrel bezeichnet die Cyklonen mit warmem Centrum als die gewöhnlichen Cyklonen.

druckes nicht nothwendigerweise ein Kältecentrum repräsentirt. Es ist vielmehr gezeigt worden, dass ein centrales Gebiet niedriger Temperatur zur Entstehung einer Cyklone und nicht einer Anticyklone führen muss, indem letztere mit fundamentalen und wohlbegründeten mechanischen Principien gänzlich in Widerspruch stehen würde. Die Gebiete hohen Druckes sind, theoretisch genommen, nicht kreisförmig, und weder die Gradienten noch die Luftbewegungen sind an den verschiedenen Seiten symmetrisch, und es sind nicht Anticyklonen im eigentlichen Sinne des Wortes.*

Zur Klärung der Sachlage ist wohl darauf hinzuweisen, dass die Erscheinungen stillschweigend in solcher Weise vorausgesetzt werden, wie sie in der kalten Jahreszeit sich gestalten; und mit einigem Recht, denn intensive Cyklonen und Anticyklonen sind in den gemässigten Zonen fast ausschliesslich ein Produkt der kälteren Jahreszeit. Die Erklärung dieser Thatsache bietet auch nach den herrschenden Anschauungen keinerlei Schwierigkeiten, denn man ist gewöhnt, die Centralräume jener Phänomene als die vertikalen Glieder einzelner geschlossener Cirkulationen zu betrachten: aufwärts steigt die Luft in den Cyklonen, abwärts in den Anticyklonen. Da nun erstere durchschnittlich von wolkigem, letztere von heiterem oder wenigstens nur nebligem Wetter begleitet sind, und im Winter die Zeit der Ausstrahlung von Wärme diejenige der Einstrahlung überwiegt, so muss — an der Erdoberfläche — die Cyklone im Allgemeinen relativ warmes, die Anticyklone kaltes Wetter erzeugen; hierdurch wird aber die Fortdauer der betreffenden Cirkulation begünstigt. Im Sommer ist das Umgekehrte der Fall: die Cyklone pflegt sich durch kühles, die Anticyklone durch warmes Wetter auszuzeichnen. Beide Phänomene haben also im Sommer die Tendenz, sich selbst zu zerstören, im Winter diejenige, sich zu erhalten; daher die weit grössere Intensität derselben in der kalten Jahreszeit*), von welcher man aus anderen Gründen (wegen der grösseren Armuth der Luft an Wasserdampf) annehmen sollte, dass sie der Entwicklung der Cyklonen nicht günstig wäre (man vergl. § 57 und 59).

Dass aber in erster Linie innerhalb der Anticyklonen, mögen sie nun so oder so gestaltet sein, die Abfuhr der Luft aus höheren Schichten nach unten sich vollzieht, wird auch von Ferrel und Oberbeck zugegeben; und wenn beide Forscher die Selbständigkeit der Anticyklonen in Zweifel ziehen, so entfernen sie sich ebenfalls

*) Eine Diskussion dieser Frage findet sich in kleinen Artikeln von Mohn und Hellmann im XI. Bande der Oesterreich. Z. für Met.

nicht allzuweit von der herrschenden Anschauung, denn dass die barometrischen Maxima den Cyklonen gegenüber als die mehr passiven Phänomene zu betrachten sind, wird allgemein anerkannt; auf die Motivirung dieser Auffassung kommen wir später zurück.

Wenden wir uns deshalb zunächst einer wichtigeren Frage zu: derjenigen nämlich nach der Konstitution der Cyklonen, wie sie gewöhnlich vorkommen, d. h. der Cyklonen mit warmem Centrum.

Aus dem vorstehenden Citate geht hervor, dass Ferrel für die Cyklonen mit warmem Centralraume an der Erdoberfläche dieselbe Gestaltung voraussetzt, wie für die mehr hypothetischen und im Grunde wohl nur in der allgemeinen Cirkulation der Atmosphäre realisirten Cyklonen mit kaltem Centrum. Geht man von dieser Annahme aus, so kann man sich leicht vorstellen, in welcher Weise Druckvertheilung und Luftströmungen sich verändern werden, wenn man — vertikal aufsteigend — mehr und mehr von der Erdoberfläche sich entfernt. In Fig. 39 verhält sich der Ring höchsten Luftdruckes gerade so, wie wir es für die allgemeine Cirkulation an den That-sachen constatirt haben (Fig. 37): der Ring erweitert sich mehr und mehr und verschwindet in grossen Höhen gänzlich.

Ist aber, wie in Fig. 40, der Centralraum am wärmsten, so sind die vertikalen Abstände der Flächen gleichen Druckes innen am grössten; der Ring höchsten Druckes muss sich also nach oben hin mehr und mehr zusammenziehen und schliesslich in der Axe verschwinden, so dass für grosse Höhen eine rein anticyklonale Druckvertheilung resultirt. Wie sich nun

in den verschiedenen Theilen der Cyklone, Fig. 40, die Luftströmungen gestalten werden, bedarf kaum einer näheren Erörterung, denn im Allgemeinen ergeben sich dieselben aus dem barischen Windgesetze, demzufolge der Ablenkungswinkel etwa zwischen 60° und 90° variirt. Innerhalb des Raumes *abc* rotirt die Luft (auf der nördlichen Hemisphäre) gegen den Uhrzeiger, ausserhalb desselben mit dem Uhrzeiger; ausserdem hat die Luftbewegung aussen eine centrifugale, innen eine centripetale Komponente, indessen setzt Ferrel hinzu: „In den oberen Regionen, wo die Reibung gering ist, weicht die Luftströmung bei beträcht-

Fig. 39.

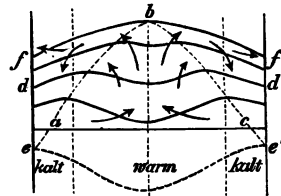
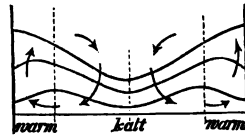


Fig. 40.

licher Rotationsbewegung nur wenig von den Isobaren ab, und da die Bewegung in gewöhnlichen Cyklonen unten dem Centrum zustrebt, muss sie sich oben von demselben entfernen; deswegen müssen die Strömungen in beträchtlichen Höhen nahezu kreisförmig sein, dabei aber ein wenig von den Isobaren nach aussen abweichen.* In mittleren Höhen (etwa dd' in Fig. 40) würde also das Ausströmen im Innenraume (innerhalb abe) mit einer cyklonalen, aussen aber mit einer anticyklonalen Rotationsbewegung verbunden sein.

Sollte sich aber das Windsystem wirklich in dieser etwas complicirten Weise gestalten? Gegen die Ferrel'sche Theorie des Maximal-Ringes bei den gewöhnlichen Cyklonen spricht vor allen Dingen auch die Erfahrung, denn ein vollständig ausgebildeter Wall hohen Druckes in der Umgebung einer Cyklone ist wohl noch niemals beobachtet worden. Nun könnte man bei Betrachtung der Fig. 40 vielleicht einwenden: Was wir an der Erdoberfläche beobachten, ist derjenige Zustand ee' , zu welchem man bei weiterer Entwicklung der Umbildungen nach unten hin sehr bald gelangen würde! Dann aber erhebt sich die Frage: Muss sich der Uebergang zwischen der reinen Cyklone ee' unten und der reinen Anticyklone fbf' oben wirklich nothwendigerweise in der von Ferrel vermutheten Art und Weise vollziehen? — Es kommt offenbar darauf an, nach welchem Gesetze die Temperatur mit der Annäherung an das Centrum sich ändert; ist die Zunahme derselben in geringer Entfernung vom Rande des Wirbels wesentlich grösser, als in der Nähe des Centrums, so wird sich für mittlere Schichten in der That ein ringförmiges Maximum des Druckes ergeben, wenn der Luftdruck am Grunde der Atmosphäre so vertheilt ist, wie die Erfahrung es ergeben hat (ee' in Fig. 40).

Die Möglichkeit der Entwicklung jenes ringförmigen Maximums in den Cyklonen mit warmem Centrum ist also jedenfalls vorhanden; mehr kann man aber wohl nicht behaupten, so lange nicht Erfahrung oder Theorie gewichtigere Gründe für jene Gestaltung in die Wagschaale werfen; denn im Wesentlichen ist Ferrel's Anschauung wohl nur der Annahme entsprungen, dass die einzelne Cyklone — gerade so wie der Wirbel der allgemeinen Circulation — aus einem gegebenen und begrenzten Luftquantum bestehe, und das ganze Windsystem somit in sich vollkommen abgeschlossen sei.

Im Uebrigen wird durch Ferrel's Schema, Fig. 40, für die gewöhnlichen Cyklonen wohl das Richtige getroffen; denn diese Phänomene müssen im Allgemeinen als Folge der auf irgend eine

Weise entstandenen aufsteigenden Bewegung, einen relativ warmen Centralraum besitzen, auch wenn sich der Wärme-Ueberschuss des Centrums nicht mehr bis auf die untersten Schichten erstreckt. In letzterem Falle ist der Gehalt der Luft an Wasserdampf das bestimmende Moment; in einer gewissen Höhe über der Erdoberfläche beginnt in dem aufsteigenden Luftstrome die Kondensation, und von hier ab ist das Maass der Temperaturabnahme ein weit geringeres als in der umgebenden, von der „Störung“ nicht ergriffenen Atmosphäre (man vergl. die Tabelle pag. 177). Die an der Erdoberfläche zu beobachtende Depression wird also nach oben hin an Tiefe abnehmen und eventuell in ein barometrisches Maximum übergehen müssen (wie in Fig. 40); das Letztere dürfte allerdings erst in sehr beträchtlicher Höhe, und keineswegs immer der Fall sein, denn die Ansicht, dass das Maximum in der Höhe unbedingt erforderlich sei, um das horizontale Abströmen der Luft daselbst zu unterhalten, ist nicht vollkommen stichhaltig. Wir haben auf Seite 212 bereits gesehen, dass auch Ferrel ein Ausströmen schon im Bereiche der cyklonalen Rotationsbewegung für wahrscheinlich hält. Ist aber dieser Vorgang wirklich als erwiesen zu betrachten, so haben wir es im oberen Theile der gewöhnlichen Cyklonen wiederum mit dem interessanten Falle einer Ausnahme vom barischen Windgesetze zu thun, mit einem Ausströmen der Luft gegen den Gradienten. Schon aus diesem Grunde erscheint es lohnend, die vorliegende Frage näher ins Auge zu fassen.

Die interessanten Untersuchungen von Hildebrandsson versetzen uns in die günstige Lage, die Thatsachen um Rath fragen zu können. Zum Verständniss der folgenden Tabellen*) ist nur zu bemerken, dass z. B.:

Wolkenzug aus W bei SW-Unterwind	}	eine Abweichung um
und „ „ E „ NE- „	}	4 Strich nach rechts

bedeutet; es sind also 4 Strich = 45°. (Tabellen siehe umstehend.)

*) H. Hildebrand Hildebrandsson: Atlas des mouvements supérieurs de l'atmosphère. Stockholm 1877.

Zug der unteren Wolken im Verhältnisse zum Unterwinde
Upsala 1873—1876

Barometer- stand mm	Zahl der Beob.	Abw. nach links					Parallel	Abw. nach rechts					Ent- gegen
		10 Str.	8 Str.	6 Str.	4 Str.	2 Str.		3 Str.	4 Str.	6 Str.	8 Str.	10 Str.	
745 u. darunter	93	0	2	0	0	6	19	33	21	4	0	1	2
745—755	316	2	1	3	5	22	62	103	64	31	11	3	9
755—760	226	1	2	1	4	14	39	74	42	25	6	7	11
760—765	200	1	5	1	9	18	28	52	37	18	5	8	18
765 u. darüber	101	0	0	1	6	6	21	29	16	9	5	1	7
Zusammen:	936	4	10	6	24	66	169	296	180	87	27	20	47

Jekaterinburg 1870—1872

Abw. nach links		Parallel	Abw. nach rechts		Ent- gegen
8 Striche	4 Striche		4 Striche	8 Striche	
6	49	408	205	32	27

Zug der Cirrus-Wolken, im Vergleich zum Unterwinde
(nach Beobachtungen in verschiedenen Theilen Europas)

Barometer- stand mm	Summen	0—4	Parallel	0—4	4—12	Ent- gegen (mehr als 12 Striche)	Calmen
		Striche links		Striche rechts	Striche rechts		
745 u. darunter	94	9	29	39	11	2	4
745—755	162	5	37	39	15	5	11
755—760	170	7	27	53	52	19	7
760—765	176	6	18	51	53	28	5
765 u. darüber	338	8	19	66	89	126	30

Abweichungen von dem Unterwinde nach links kommen hienach bei der Zugrichtung der unteren Wolken nur noch selten, bei den oberen Wolken fast gar nicht mehr vor.*)

Ferner erweist sich das Verhalten der unteren Wolken zum Unterwinde als fast gänzlich unabhängig vom Barometerstande;

*) Es ist sehr interessant und wichtig, dass sich für die südliche Hemisphäre aus Dr. G. Neumayer's fünfjährigen Beobachtungen zu Melbourne eine Abweichung des Cirruswolken-Zuges nach links von dem Unterwinde ergibt („Discussion of the Meteor. and Magnet. Observ.“ pag. 26).

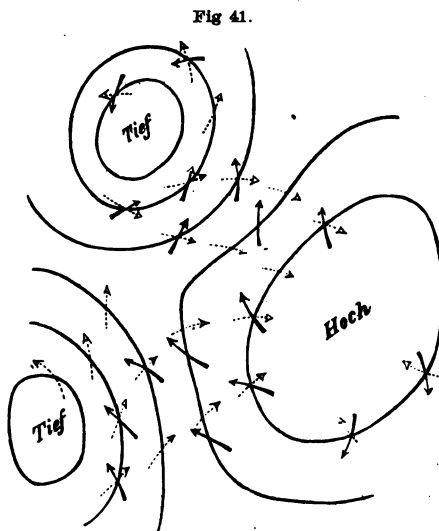
hieraus folgt, dass in den unteren Schichten nicht die Grundzüge in der Gestaltung der grossen Luftdruckphänomene, sondern nur örtliche Einflüsse die Abnahme des Ablenkungswinkels mit abnehmender Entfernung von der Erdoberfläche herbeiführen; besonders die Reibung kommt hier in Betracht. Die Grösse der Zunahme kann nach den vorliegenden Häufigkeitszahlen für Upsala etwa auf 2—3 Strich = 27° veranschlagt werden. Da nun nach Hoffmeyer's*) Untersuchungen der Ablenkungswinkel in jenen Gegenden etwa 69° beträgt, so scheint schon die Strömungsrichtung in der Region der unteren Wolken mit den Isobaren gänzlich zusammenzufallen; letzteres Resultat wird durch eine neuere Untersuchung von Hildebrandsson (vergl. pag. 248) vollkommen bestätigt.

Aus den Häufigkeitszahlen für die Abweichung des Cirrus-Zuges springt indessen die Abhängigkeit von den Luftdruckphänomenen sofort in die Augen; bei niedrigem und mittlerem Luftdruck ist der Ablenkungswinkel kaum viel grösser zu schätzen, als für die unteren Wolken; bei hohem Luftdruck dagegen überwiegt bei Weitem die Zahl derjenigen Fälle, in welchen Unterwind und Cirrus-Wind die gerade entgegengesetzte Richtung haben.

In Fig. 41 sind diese Verhältnisse durch Isobaren und Windpfeile (voll für den Unterwind, punktiert für die Strömungen der Cirrus-Region) zur Anschauung gebracht.

Man wird erkennen, dass dieses Resultat zugleich geeignet ist, in die unerledigte Streitfrage nach dem Wesen der barometrischen Maxima und ihrer Beziehung zu den Cyklonen etwas Licht zu bringen.

Der Erfahrung nach sind barometrische Maxima durchschnittlich grösser als Cyklonen; dieser Umstand — welcher schon an



*) Oesterr. Zeitschr. XIII, pag. 338.

sich der Auffassung von Ferrel und Oberbeck nicht günstig ist — lässt es begreiflich erscheinen, dass man eine Anticyklone häufig von 3, 4 und mehr Cyklonen umlagert sieht; sie wird alsdann von letzteren gewissermaassen gespeist, indem in der Höhe die von den Cyklonen abfliessende Luft der Anticyklone zuströmt. Dieses Zusammenfliessen der Luftmassen von allen Seiten müsste aber — so sollte man meinen — in der Höhe zur Entwicklung einer Cyklone Anlass geben, also eines Luftwirbels mit cyklonaler Druckvertheilung (mit einer Anhäufung der Luftmassen am Rande). Andererseits entspricht aber den anticyklonalen Rotationen der unteren Schichten eine Anhäufung der Luft gegen die Axe, welche aber *ceteris paribus* nicht so gross zu sein braucht, wie bei der cyklonalen Rotation (man vergl. § 40, pag. 136). Beide Schlussfolgerungen würden nur durch die Annahme eines ungewöhnlich bedeutenden Ueberschusses der Mitteltemperatur am Rande über diejenige in der Axe sich mit einander versöhnen lassen. In Wirklichkeit existirt aber eine derartige Schwierigkeit wohl nicht, und zwar infolge der eigenthümlichen Bewegungsrichtung, mit welcher die Luft die Gebiete der Cyklonen verlässt und in dasjenige der Anticyklone hinübertritt; am Rande rotiren die Luftmassen mit dem Uhrzeiger um das Centrum der Anticyklone, und diese Rotation muss mit der Annäherung an die Axe erst zerstört werden, ehe eine cyklonale Rotation entstehen kann. Hierbei nähert sich aber die Bahn der Lufttheilchen — wie aus Fig. 41 ersichtlich — der Trägheitskurve, so dass die Bewegung gar keinen, oder doch nur einen geringen (centripetalen) Gradienten erfordert. Erst in der Nähe der Axe wird eine cyklonale Druckvertheilung Platz greifen können, und es liegt nahe zu vermuthen, dass die ungemein geringfügigen Gradienten, durch welche sich unten der Centralraum einer Anticyklone auszuzeichnen pflegt, gerade diesem Umstande ihre Entstehung verdanken.

Das cyklonale Ausströmen der Luft in den mittleren und höheren Schichten der Cyklone ist somit ein Vorgang, dessen Einfluss sich wahrscheinlich über die Grenzen der Cyklone noch weit hinaus erstreckt. Nachdem die Existenz dieser Erscheinung auf empirischen Wege begründet worden ist, erscheint eine theoretische Erklärung derselben geboten.

55. Luftbewegungen gegen den Gradienten. Wenn die Temperatur an der Erdoberfläche, und überdies die vertikale Temperatur-Abnahme, in allen Theilen der Cyklone dieselbe wäre, so würde in allen Horizontal-Schichten dieselbe Druckvertheilung

herrschen, wie an der Erdoberfläche, d. h.: die Gradienten würden nach oben hin nur proportional der Dichtigkeit der zu bewegenden Massen sich verringern. In Wirklichkeit nehmen aber die Gradienten schneller ab, weil der Centralraum der Cyklone wärmer ist als das Randgebiet. Wenn nun in irgend einer mittleren Schicht die Horizontalkomponente der Luftströmung etwa genau den (kreisförmigen) Isobaren folgte, so wird sie bei dem allmäligen Aufsteigen der Strömung in die darüberliegende Schicht von den Isobaren sich abheben müssen, weil hier die Gradientkraft kleiner ist, als die (auf die Trägheitskurve bezogene) Centrifugalkraft der von unten her eindringenden Luftmassen. Es entwickelt sich also eine kleine centrifugale Geschwindigkeitskomponente auf Kosten der Rotationsgeschwindigkeit, indem letztere auf den, dem kleineren Gradienten entsprechenden Betrag herabsinkt. Hiermit geht aber der Ablenkungswinkel über den gewöhnlichen Grenzwert von 90° hinaus.

Für eine eventuelle mathematische Betrachtung dieses Vorganges würden etwa die folgenden zwei Wege offen stehen:

1. Man nimmt in erster Annäherung an, dass in einer und derselben Luftmasse der Gradient eine Funktion der Zeit sei, indem derselbe kontinuierlich geringer wird. Alsdann können die Grundgleichungen von Ferrel und von Gulberg und Mohn, welche auf eine isolirte Schicht sich beziehen, in der ursprünglichen Form zur Verwendung kommen.

2. Man betrachtet die betreffende Schicht nicht als isolirt, sondern nimmt an, dass deren Horizontalbewegungen von den benachbarten nach Richtung und Geschwindigkeit abweichenden Schichten beeinflusst seien.

Nach letzterem Verfahren würden in § 38 (unter vereinfachenden Annahmen) die Bewegungen der „Grundsicht“ unter Berücksichtigung der „Mittelschicht“ untersucht, indem der Massenaustausch zwischen beiden Schichten als ein von der letzteren ausgehender Reibungseinfluss in die Rechnung eingeführt wurde.

Auch im vorliegenden Falle, bei welchem es sich um die Bewegungen der „oberen Schicht“ unter dem Einflusse der Mittelschicht handelt, würde die der 2. Methode zu Grunde liegende Vorstellung noch bis zu einem gewissen Grade berechtigt sein, namentlich für die Gebiete der gewöhnlichen Cyklonen, indem für diese die „Mittelschicht“ wegen der nach oben abnehmenden Gradienten offenbar die am schnellsten bewegte und dominirende ist, während man für eine Cyklone mit kaltem Centrum (und deswegen auch wohl für gewisse Theile der gewöhnlichen Cyklonen)

die obere Schicht als die am schnellsten fließende zu betrachten hat. — Die Durchführung der 2. Methode für den Fall der Cyklonen mit warmem Centrum ist derjenigen in Fig. 29 und 30 analog; Genaueres findet man darüber in „Annalen der Hydrographie“ 1880, pag 608. Das Resultat besteht in der Erkenntniss, dass in der oberen Schicht einer Cyklone mit warmem Centrum eine den Thatsachen entsprechende (cyklonal ausströmende) Bewegung ohne Gradienten möglich ist, wenn dieselbe von der schneller und cyklonal einwärts strömenden Mittelschicht durch Reibung beeinflusst wird; dieser Einfluss hat alsdann die Aufgabe, der ablenkenden Kraft der Erdrotation das Gleichgewicht zu halten.

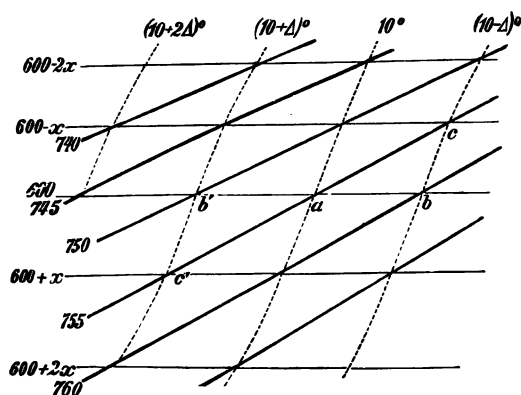
56. Die Asymmetrie der Cyklonen. Diejenige Gestaltung der Cyklonen, welche bisher stets vorausgesetzt wurde, muss insofern als eine ideale bezeichnet werden, als dieselbe in der Natur (namentlich durch alle Schichten hindurch) nur höchst selten beobachtet wird; denn die besten Beispiele für regelmässig entwickelte Wirbel, wie sie in den Tafeln VII und I am Schlusse dieses Buches zu finden sind, lassen selbst in einer Niveauschicht hinsichtlich ihrer Annäherung an die ideale Gestaltung immer noch wesentlich zu wünschen übrig. Diese Thatsache kann nicht Verwunderung erregen, denn selten entwickeln sich die Cyklonen auf einem Gebiete mit vollkommen gleichförmiger Luftdruckvertheilung; bedingt doch schon die allgemeine Cirkulation der Atmosphäre in den von Cyklonen am meisten belebten gemässigten Zonen eine allgemeine Abnahme des Luftdruckes nach den Polen zu! Da diese Abdachung auf der südlichen Hemisphäre noch weit entschiedener entwickelt ist, als auf der nördlichen, so werden dort regelmässig cirkular gestaltete Wirbel noch weit seltener sein, als auf der nördlichen Halbkugel. — Im Allgemeinen zeigen deshalb die Cyklonen der gemässigten Zonen excentrische Formen, indem der Luftdruck in der polaren Hälfte des Wirbels weit langsamer ansteigt, als in der äquatorialen. Beispiele für derartig excentrisch gestaltete Cyklonen findet man besonders auf Tafel VI.

Ist aber auch eine Cyklone an der Erdoberfläche ganz oder nahezu kreisförmig ausgebildet, so sind im Allgemeinen die Bedingungen für eine Erhaltung dieser Form in den darüber liegenden Schichten der Atmosphäre nicht gegeben; denn infolge allgemeiner Temperaturabnahme mit zunehmender Breite saugt ja die Cyklone auf ihrer Ostseite durchschnittlich Luftmassen aus wärmeren, auf ihrer Westseite solche aus kälteren Gebieten zu sich heran.

Auf der Westseite wird deshalb der Luftdruck nach oben hin im Allgemeinen schneller abnehmen, als auf der Ostseite, so dass das Centrum in der Höhe gegen dasjenige an der Erdoberfläche nothwendiger Weise eine Verschiebung nach Westen aufweisen muss; die Beobachtungen von Clement Ley über die Bewegung der Cirrus-Wolken haben diese Schlussfolgerung bestätigt (man vergleiche das Schema der Luftcirkulation Fig. 53).

Es ist in Westeuropa in der kälteren Jahreszeit eine häufige Erscheinung, dass die Cirruswolken aus W oder WNW ziehen, während die Isobaren an der Erdoberfläche (wie die starken Linien in Fig. 42) von SW nach NE verlaufen und daselbst Luftströmungen

Fig. 42.



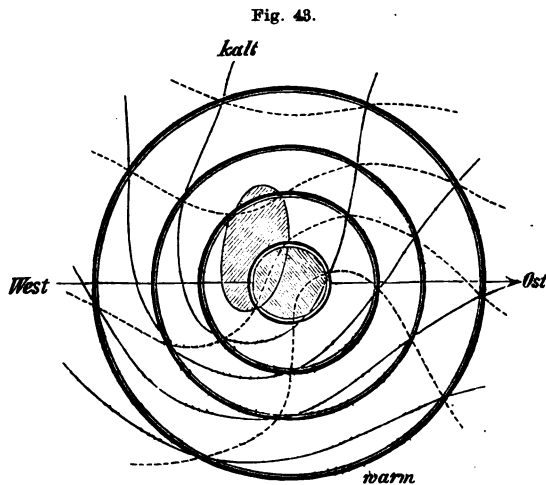
aus Süd bedingen. Nach den Erörterungen in § 54 und 55 ist in solchem Falle für die Region der Cirrus-Wolken ein west-östlicher Verlauf der Isobaren anzunehmen, wie die zarten Linien in Fig. 42 ihn darstellen. Das konstante Intervall zwischen den Isobaren betrage unten 5 mm, oben x mm!

Geht man nun z. B. auf der oberen Isobare für 600 mm vom Punkte a aus (wo der Luftdruck unten 755 mm, und die Mitteltemperatur der ganzen Luftsäule zwischen den 2 betrachteten Niveauflächen 10° beträgt) ostwärts bis zur nächst höheren unteren Isobare (Punkt b), so muss hier die Dichtigkeit der Luftsäule grösser, und daher ihre Mitteltemperatur um Δ° niedriger sein als in a ; in b' aber aus demselben Grunde um Δ° höher. Geht man alsdann auf der unteren Isobare von a aus nach c , bis zum Schnittpunkt mit der oberen Isobare $600 - x$, so muss die Temperatur ebenfalls abnehmen, und zwar um denselben Betrag Δ° , sobald die Druckänderung oben derjenigen, welche vorher (zwischen

a und b unten stattfand, äquivalent ist, sobald also $x = 5 \cdot \frac{\text{Luftdruck oben}}{\text{Luftdruck unten}}$, im vorliegenden Falle $x = 5 \cdot \frac{600}{750} = 4$ mm. Die Verbindungslinie bc wird also unter dieser Voraussetzung ein Stück der „Isotherme“ für $(10 - \Delta)^\circ$ repräsentiren, und ebenso $b'c'$ ein Stück derjenigen für $(10 + \Delta)^\circ$.

Die Richtung der Isothermen, welche jene Verschiebung des oberen gegen das untere Isobarensystem hervorbringen, ist also durch diese Konstruktion unzweideutig gegeben. Auch der Betrag von Δ könnte leicht annäherungsweise angegeben werden (Barometrische Höhenformel, pag. 69 oder pag. 77). Der auf diese Weise sich ergebende Verlauf der Isothermen ist in der That im Winter in Westeuropa der normale.

Nach demselben, von Herrn M. (Möller*) angegebenen Verfahren sind in Fig. 43 die (durch feine Linien dargestellten) oberen



Isobaren auf Grund der unteren Isobaren (Doppel-Linien) und der Isothermen (gestrichelte Linien) konstruirt; man erkennt deutlich die pag. 219 bereits erwähnte Verschiebung des Centrums nach WNW,**) gleichzeitig aber auch die wichtige Thatsache einer Deformation

*) Annalen der Hydrogr. u. Mar. Met. 1882, Tafel 12.

***) Die Linie, welche die Centra der Cyklone in den verschiedenen Schichten verbindet, nennt man die Axe der Cyklone; man darf aber mit diesem Ausdrucke nicht die naheliegende Vorstellung verbinden, als ob die Rotationsbewegungen der verschiedenen Schichten in Normal-Ebenen zu dieser Axe erfolgen müssten.

der Cyklone durch die allgemeine Abnahme der Temperatur mit zunehmender Breite; in der Höhe sind die Gradienten an der Nordseite fast gänzlich verschwunden, und der unten vollkommen reguläre Wirbel repräsentirt sich dort nur mehr als eine Störung in dem allgemeinen west-östlichen Verlaufe der Isobaren, oder — wie man es auffassen könnte: als ein „Theilminimum“, welches dem grossen, die allgemeine Cirkulation der Atmosphäre darstellenden Wirbel tributär ist. In den höchsten Schichten der Atmosphäre wird von der regelmässigen Cyklone der unteren Schichten überhaupt Nichts mehr zu bemerken sein.

57. Der Kondensations-Process in cirkular gestalteten Cyklonen und Wettersäulen (Tromben). Die im vorigen Paragraphen erörterten „klimatischen“ Ursachen der unregelmässigen Gestaltung unserer Cyklonen werden im Allgemeinen um so mehr zur Geltung kommen, je grösser der Durchmesser der Cyklone ist. Man darf also wohl erwarten, dass die kleinsten von allen Cyklonen: die Tornados*) und Wettersäulen (Wasserhosen) durchschnittlich eine regelmässig cirkulare Form aufweisen werden — und die vorliegenden Beobachtungen solcher Phänomene widersprechen dieser Annahme nicht.

In den Wettersäulen ist wegen ihres geringen Umfanges die Winkelgeschwindigkeit der Lufttheilchen so gross, dass die Rotationsgeschwindigkeit des betreffenden Theiles der Erdoberfläche dagegen nicht mehr wesentlich in Betracht kommt; aus diesem Grunde wird der Sinn der Rotation nicht immer durch die betreffende Hemisphäre bestimmt sein, obwohl sicher anzunehmen ist, dass mehr Wettersäulen die Drehung der grossen Cyklonen, als die entgegengesetzte, zeigen werden.**)

*) Die Ansicht, dass alle verderbenbringenden Wirkungen der Luftbewegung auf Wirbelwinde zurückzuführen seien, ist selbst im grossen Publikum sehr verbreitet. — Unter den Gelehrten ist besonders Reye in seinem vortrefflichen Buche: „Die Wirbelstürme, Tornados und Wettersäulen“ für die Wirbelnatur aller dieser Phänomene eingetreten, und Ferrel scheint denselben Standpunkt einzunehmen. Nach den Untersuchungen von Köppen und v. Bezold dürften indessen unsere Gewitterstürme einer wesentlich andern Klasse von Phänomenen angehören. Auch bei den berühmten nordamerikanischen Tornados ist die reine Wirbelnatur wohl noch nicht als ganz sicher erwiesen zu betrachten. (Man sehe unten § 69.)

**) Nach Finley's: Report of the Character of Six Hundert Tornadoes (Profession. papers of the Signal Service, No. VII) haben die Beobachtungen der wirbelnden Wolke in den nordamerikanischen Tornados ausnahmslos eine Drehung in demselben Sinne, wie bei den grossen Cyklonen, ergeben.

Die radialen Differenzen des Luftdruckes in den Wettersäulen sind dem Vorstehenden zufolge nahezu als ein reiner Effekt der einfachen Centrifugalkraft zu betrachten, oder mit anderen Worten: die Grundgleichungen der Cyklonen (Gl. 8' pag. 135) reduciren sich, indem man λ und $k = \text{Null}$ setzt, und auch die radiale Beschleunigung, dV_g/dt , vernachlässigt, auf die folgenden:

$$1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{a) } \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = \frac{V_i^2}{r}, \quad \text{oder: } RT \cdot \frac{dP}{P} = \frac{V_i^2}{r} \cdot dr \\ \text{b) } 0 = \frac{dV_i}{dt} - \frac{V_g V_i}{r}, \quad \text{oder: } V_i = \frac{(V_i)_0 r_0}{r}. \end{array} \right.$$

Hierbei ist der Einfluss des Wasserdampfes auf die Dichtigkeit ρ vernachlässigt, und nach Gl. 3), pag. 39, $\rho = P/RT$ gesetzt. Die letzte Gleichung repräsentirt das Princip der Flächen, indem $(V_i)_0$ die transversale Geschwindigkeit im Abstände r_0 von der Axe bezeichnet. — Der Effekt der Reibung ist bei den Wettersäulen viel geringer, als bei den gewöhnlichen, einer Scheibe gleichenden Cyklonen, und kommt — wie Ferrel meint — wesentlich wohl nur für den auf der Erdoberfläche ruhenden Fuss der Wettersäule in Betracht. Dass aber die Vernachlässigung der Reibung für die unmittelbare Umgebung der Axe nicht mehr statthaft ist, ersieht man aus der zweiten Gleichung, welche für $r = 0$ eine unendlich grosse Rotationsgeschwindigkeit ergibt; in der Nähe der Axe sind deshalb die aus vorstehenden Gleichungen 1) abzuleitenden Resultate unbrauchbar.

Da die Windstärke in den Tornados (und Wettersäulen) derjenigen in den tropischen Wirbelstürmen nicht nachsteht und sicherlich über 50 Meter pro Sekunde, häufig hinausgeht, so erreicht die Centrifugal-Beschleunigung bei dem kleinen Halbmesser dieser Erscheinungen einen ganz ungewöhnlich grossen Werth, und dasselbe gilt nach Gl. 1a) auch von den horizontalen Druckdifferenzen. Die der Axe sich nähernden Luftmassen müssen deshalb schon infolge der horizontalen Abnahme des Luftdruckes eine beträchtliche Abkühlung erleiden, deren Betrag mit Hülfe der Gleichungen 1) berechnet werden kann. Da es sich begreiflicherweise nur um approximative Resultate handelt, so möge vorausgesetzt werden, dass die Wettersäule ein von der umgebenden Atmosphäre unbeeinflusstes Windsystem darstelle, indem gewissermassen eine starre Wand dasselbe umschliesse; alsdann ist das Problem in der bereits pag. 166, Fussnote, angewandten einfachen Weise zu behandeln.

Für adiabatische Zustandsänderungen (der trockenen Luft) ergibt sich aus Gl. 9'') pag. 44, indem $dQ=0$ zu setzen ist, die folgende:

$$2) \quad \frac{dP}{P} = \frac{C_p}{AR} \frac{dT}{T}.$$

Wird ferner 1a) in eine analoge Form gebracht und zugleich für V_i der Werth aus 1b) substituirt, so ergibt sich:

$$3) \quad \frac{dP}{P} = \frac{(V_i)_0^2 r_0^2 dr}{RT r^3};$$

Die Kombination dieser Gleichungen, unter Elimination von dP/P , führt zu der folgenden:

$$dT = \frac{A(V_i)_0^2 r_0^2 dr}{C_p r^3},$$

welche durch Integration in

$$4) \quad \tau_0 - \tau = \frac{A(V_i)_0^2}{2C_p} \left(\frac{r_0^2}{r^2} - 1 \right)$$

übergeht; τ ist die (Celsius'sche) Temperatur im Abstände r von der Axe. am Fusse der Wettersäule.

Steigt nun die Luft um h Meter empor, so sinkt die Temperatur von Neuem, von τ auf τ' , und zwar um nahezu 1° für 100 Meter; die genaue Relation ist bereits pag. 166, in der Fussnote, entwickelt:

$$5) \quad \tau - \tau' = h \frac{A}{C_p} g.$$

Werden die beiden letzten Gleichungen addirt, so resultirt bei Auflösung nach h :

$$6) \quad h = \frac{C_p}{Ag} (\tau_0 - \tau') - \frac{(V_i)_0^2}{2g} \left(\frac{r_0^2}{r^2} - 1 \right),$$

oder approximativ:

$$6') \quad h = 100,7 (\tau_0 - \tau') - \frac{(V_i)_0^2}{19,61} \left(\frac{r_0^2}{r^2} - 1 \right).$$

τ_0 ist am Fusse der Wettersäule die Temperatur der Luft im Abstände r_0 von der Axe; bedeutet nun τ'' den Sättigungspunkt*) dieser Luft, so repräsentirt h diejenige Höhe, in welcher im Abstände r von der Axe die Kondensation beginnt, möge nun die Luft auf dem für die Rechnung angenommenen Wege, oder in einer stetig gekrümmten Bahn dorthin gelangt sein. Je kleiner r ist, desto kleiner wird auch h ; überhaupt repräsentirt die Glei-

*) Der Sättigungspunkt τ'' steht hier zu dem „Thaupunkte“ τ' in derselben Beziehung, wie bei den in § 51 erörterten Vorgängen.

chung 6) diejenige Oberfläche (Rotationskörper), welche den durch Nebelbildung sichtbar gewordenen Theil des Tornados begrenzt.

Für den Radius r_1 des nebelerfüllten Theiles an der Erdoberfläche ($h=0$) ergibt sich aus 6') der Ausdruck:

$$7) \quad r_1 = \frac{r_0 (V_i)_0}{\sqrt{1996 (\tau_0 - \tau'')^2 + (V_i)_0^2}}$$

Wie die Grössen h , V_i und P mit der Annäherung der Lufttheilchen an die Axe sich ändern, zeigt am deutlichsten die Berechnung zweier Beispiele, für welche der Durchmesser des gestörten Theiles der Atmosphäre zu etwa 2 Kilometer angenommen ist.

$$r_0 = 1000 \text{ m}, \quad \tau_0 = 30^\circ, \quad P_0 = 760 \text{ mm.}$$

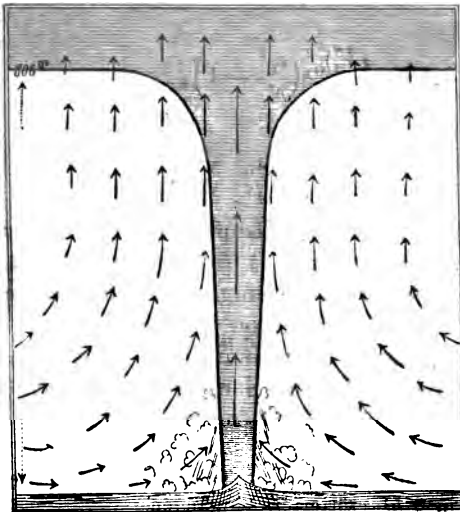
$$\tau'' = 22^\circ; (V_i)_0 = 3 \text{ m} \qquad \qquad \tau'' = 25^\circ; (V_i)_0 = 1 \text{ m}$$

r	h	V_i	P	h	V_i	P
1000	806	3	760	504	1	760
700	806	4	760	504	1	760
400	804	7	760	503	2	760
200	795	15	759	502	5	760
100	761	30	756	499	10	760
60	680	50	748	489	17	759
40	520	75	734	472	25	757
30	297	100	716	447	33	755
20	—	150	664	376	50	749
10	—	300	443	—	100	716

$$r_1 = 24 \text{ m}$$

$$r_1 = 10 \text{ m}$$

Fig. 44.



In beiden Fällen reicht die Wolke in der Nähe der Axe bis zur Erdoberfläche herab, wie es übrigens stets geschehen müsste; wenn der Vorgang vollkommen der Theorie entspräche; wahrscheinlich ist aber die

Windgeschwindigkeit schon in 20 Meter Entfernung von der Axe bei Weitem nicht so gross, und der Luftdruck nicht so niedrig, wie die vorstehende Tabelle angiebt. Andererseits dürfte beispielsweise für den Abstand von 200 m von der Axe die im

ersten Falle sich ergebende Geschwindigkeit von 15 m gewiss häufig überschritten werden.

Die theoretische Form der Tornados und Wettersäulen — wie beistehende Figur 44 nach den numerischen Daten des ersten Beispiels sie darstellt — ist diejenige eines Trichters mit langem, bis zur Erdoberfläche herab sich verengerndem Rohre, wie man es bei Wasserhosen zu sehen gewöhnt ist. Für die Bildung des Regens sind natürlich die Bedingungen in der Axe selbst am günstigsten, und wegen der dort durch dynamische Abkühlung erzeugten niedrigen Temperatur muss sogar die Fläche, in welcher die Eisbildung beginnt, in der Axe häufig nahe bis zur Erdoberfläche herabreichen. Nach Ferrel's Ansicht ist indessen der aufsteigende Luftstrom in der Axe eines Tornados so intensiv, dass die Regentropfen und Hagelkörner schwebend erhalten oder sogar nach oben geführt werden, in welchem Falle die Niederschläge nur in der Umgebung des Tornados auftreten. Die ausserordentliche Grösse, welche bei Hagelkörnern zuweilen beobachtet wird, glaubt Ferrel dadurch erklären zu können, dass die durch den aufsteigenden Strom emporgeführten und in der Höhe nach aussen fortgeschleuderten Hagelkörner bei dem Herabsinken in einem unteren Theile des Tornados der Axe wieder zugeführt werden, so dass sie mehrfach den mit Tropfen überkalteten Regens oder auch mit kleineren Hagelkörnern gefüllten Innenraum, sowie die Nebelregion der Umgebung passiren; die Hagelsteine bestehen alsdann aus einer Anzahl Schichten, in denen gefrorener weicher Schnee mit solidem Eise abwechselt.

Auch die Erscheinung des „Wolkenbruches“, welche Ferrel nach dem Zeugnisse zuverlässiger Beobachter als ein von starkem Regen zu trennendes Phänomen betrachtet, findet in den erörterten Cirkulationen ihre Erklärung, indem hierdurch die enormen Wassermengen, welche bei der bedeutenden Intensität des aufsteigenden Stromes zur Kondensation gelangen müssen, theilweise längere Zeit schwebend erhalten werden; erreichen dann aber die heftigen Rotationen der Lufttheilchen schnell ihr Ende, wie es z. B. in gebirgigem Terrain durch mechanische Einflüsse sehr leicht geschehen kann, so wird das kondensirte Wasser nicht in Form von Regen, sondern in kompakten Massen auf einmal aus der Luft herabstürzen.

Schliesslich sei noch darauf hingewiesen, dass die unheilvollen tropischen Wirbelstürme, welche — etwa zwischen 10 und 25° Breite — im Nordatlantischen und Stillen Ocean in den Monaten August bis Oktober, im südlichen indischen Meere in der Zeit von Januar bis April am häufigsten auftreten, zwar im

Allgemeinen einen weit grösseren Umfang besitzen, als die Tromben und Tornados, letzteren Erscheinungen aber insofern nahe stehen, als auch bei ihnen die ablenkende Kraft der Erdrotation, wegen der niedrigen geographischen Breite, neben der Centrifugalkraft nicht wesentlich mehr in Betracht kommt; für eine approximative theoretische Betrachtung dieser Phänomene werden deshalb ebenfalls die Gleichungen 1) zu benutzen sein, und auch die Kondensation des Wasserdampfes wird nach ähnlichen Gesetzen, wie bei den Tromben, sich vollziehen. Die Analogie beider Phänomene wird ferner noch dadurch vergrössert, dass auch bei den tropischen Wirbeln die entgegengesetzt fliessenden Luftströmungen bei Weitem nicht so grosse Temperatur-Differenzen aufweisen werden, wie bei den grossen Cyklonen der gemässigten Zone; denn die horizontalen Temperatur-Unterschiede sind zwischen den Wendekreisen überhaupt viel geringer, als in höheren Breiten (vergl. die Tabelle pag. 193). Was aber den tropischen Cyklonen ihre ungewöhnliche Energie verleiht,*) ist offenbar der Reichthum der gleichförmig warmen Luft an Wasserdampf und die dadurch bedingte Intensität des Kondensationsprocesses.

Da bei kleinen und intensiven Cyklonen die dynamische Temperaturänderung der Luft in horizontaler Richtung die Temperatur der Axe verringert, so erhebt sich die Frage, ob denn solche Erscheinungen überhaupt noch als „Cyklonen mit warmem Centrum“ zu betrachten seien? Die Theorie verlangt offenbar eine bejahende Antwort; ist auch die Temperatur an der Erdoberfläche im Centrum niedriger, als in der umgebenden Atmosphäre, so wird — wegen der langsamen vertikalen Temperaturabnahme in der aufsteigenden, nebel-erfüllten Luft (vergl. die Tabelle pag. 177) — in grösserer Höhe das entgegengesetzte Verhältniss Platz greifen, so dass die Mitteltemperatur der ganzen Luftsäule innen höher ausfällt als ausserhalb der Cyklone; denn dieses ist die nothwendige Bedingung der Fortexistenz des Windsystems. Letzteres muss zerfallen, wenn der Wasserdampfgehalt der zugeführten Luft eine starke Abnahme erleidet, es sei denn, dass in der umgebenden Atmosphäre eine ungewöhnlich bedeutende vertikale Temperaturabnahme (mehr als etwa 1° für 100 Meter) bestehe. Dass aber ein derartiger Zustand auf dem Festlande gar nicht selten Platz greift, beweist erstens direkt die Beobachtung (pag. 89

*) Am 20. Oktob. 1882 z. B. registrirte das automatisch wirkende Anemometer zu Manila die ungeheure Wind-Geschwindigkeit von 54 m pro Sekunde, während in höheren Breiten eine Geschwindigkeit von 30—35 m nur sehr selten erreicht wird.

und 90), zweitens indirekt das Vorkommen von wolken- und regenlosen Tromben, welche sich dem Auge nur durch den emporgewirbelten Staub und Sand verrathen; Raoul Pictet hat am 2. Juni 1873 derartige Tromben auf der Ebene von Abbasieh bei Kairo ihrer ganzen Entwicklung nach beobachtet;*) unter Anderem wurde hierbei die zur Axe gerichtete Bewegungskomponente am Fusse der Trombe sicher konstatiert.

58. Die Sonder-Stellung der untersten Luftschichten in den Tromben und Cyklonen. Nach den Betrachtungen am Schlusse des vorigen Paragraphen ist für den Fuss der trombenartigen Windsysteme grösseren und kleineren Kalibers die Wahrscheinlichkeit einer Temperatur des Centralraumes, welche über diejenige der Umgebung hinausgeht, ausserordentlich gering; der Fuss der Tromben und Cyklonen ist somit im Allgemeinen mit den Bedingungen der Selbsterhaltung nicht ausgestattet, und zwar ist dieses um so weniger der Fall, als die grosse Reibung an der Erdoberfläche jene konservirenden Bedingungen in ungewöhnlichem Grade in Anspruch nehmen würde.

In den untersten Schichten der Wettersäulen und Cyklonen muss somit die Luftbewegung durch diejenige in den höheren Schichten erhalten werden, und die Art und Weise, wie dieses geschieht, ist unschwer zu erkennen. Denkt man sich nämlich eine Trombe in den höheren Schichten entstanden, so wird sich die rotirende Luftbewegung erstens unmittelbar durch Reibung, zweitens indirekt durch die Fortpflanzung der den Rotationen entsprechenden Luftdruck-Verringerung bis zu einem gewissen Grade ziemlich schnell auf alle darunterliegenden Schichten übertragen müssen. Eine Trombe sieht man also in diesem Falle aus der Wolkenregion bis zur Erdoberfläche sich herabsenken: ein Vorgang, welcher selbstverständlich nicht als ein Beweis für ein eventuelles Herabsteigen der Luftmassen aus den Wolken zur Erdoberfläche zu betrachten ist.**)

*) Archives des Sciences de la Bibl. univ. de Genève; Juillet 1879.

**) In der That ist aber dieses vielfach beobachtete Verhalten der Tromben von dem rühmlich bekannten Astronomen M. Faye in erster Linie als Stütze seiner Theorie der absteigenden Luftströme in allen Cyklonen geltend gemacht worden. In vielen Fällen dürfte übrigens die sichtbare Verlängerung der Trombe nach abwärts sogar nur der Ausdruck einer Intensitätszunahme der Trombe sein, indem hierbei die Kondensationsgrenze herabgedrückt und ein vorher unsichtbarer Theil der Säule von Nebel erfüllt wird.

Ferrel vertritt nun die Ansicht, dass die grosse Geschwindigkeit, „welche der aufsteigende Luftstrom im Innern eines Tornados seinen mechanischen Wirkungen nach besitzen muss“, durch die Temperatur-Differenz zwischen dem Innen- und Aussen-Raume nicht erklärt werden könne. „Es ist erörtert worden, dass alle Schichten, durch Reibung oder andere Ursachen, die Tendenz haben, ein und dieselbe Rotationsgeschwindigkeit anzunehmen, mit Ausnahme derjenigen Schichten, in welchen die Bewegung durch die Reibung an der Erdoberfläche am meisten verzögert wird. Denken wir uns nun einen Tornado mit sehr schnellen Rotationen in allen Höhen, welcher an der Erdoberfläche keinerlei Widerstand erleidet! Wir hätten alsdann eine bedeutende Depression des Luftdrucks im Centrum, welche grösstentheils der Centrifugalkraft und nur zum kleineren Theile den Temperaturdifferenzen zuzuschreiben wäre. Aber trotz der grossen Druckdifferenzen würde in diesem Falle der aufsteigende Strom nur unbedeutend sein“ (er würde ohne Reibungswiderstände bei überall gleicher Temperatur gänzlich verschwinden, ohne dass die Fortdauer der Rotationen dadurch beeinträchtigt würde). Ferrel erläutert nun, wie die Reibungswiderstände am Erdboden dadurch, dass sie die Ausgleichung der Rotationsgeschwindigkeiten aller Schichten verhindern, zur mächtigsten Ursache der Entwicklung des aufsteigenden Stromes werden müssen.

In Uebereinstimmung mit dieser Anschauung ist uns aus § 35 bekannt, dass die Reibung den Ablenkungswinkel verkleinert, das Einströmen der Luft also bis zu einem gewissen Grade begünstigt. Ueberdies giebt es experimentelle Beobachtungen, welche diese Anschauung zu stützen geeignet sind; besonders erwähnenswerth erscheint ein Versuch, welcher von dem berühmten schwedischen Physiker Wilcke bereits in der letzten Hälfte des vorigen Jahrhunderts angestellt wurde und hier kurz beschrieben werden soll:*)

„In einem grossen cylindrischen Gefässe mit Wasser sei der Boden mit leichtem Pulver, z. B. mit geschlemmter Kreide, bedeckt. In einem kleinen Abstände vom Centrum wird ein dicker Stahldraht ein Paar Zoll tief vertikal eingetaucht und mit Hilfe einer Kurbel um das Centrum rasch herumgeführt. Nach einiger Zeit kommt die oberste Wasserschicht in Rotation und infolge der Centrifugalkraft wird der Druck in der Mitte vermindert und die Oberfläche etwas konkav. Die tieferliegenden Schichten unter-

*) Nach Hildebrandsson's „Atlas des mouvements supérieurs de l'atmosphère“, Stockholm 1877, pag. 18.

halb des Cylinders, um dessen Axe der Stift rotirt, beginnen nacheinander aufzusteigen und ebenfalls zu rotiren. Es entsteht also in der Mitte eine spiralförmig aufsteigende Bewegung, die sich von oben nach unten fortpflanzt. Zuletzt beginnt die Kreide am Boden sich in Spiralen gegen die Mitte hin zu bewegen und sodann dort aufzusteigen. Auf der Oberfläche angelangt, wird sie von der Mitte weggetrieben und steigt in der Nähe der Wände, spiralförmig sich windend, wieder herab. Bald darauf wird die ganze Masse undurchsichtig.

Wenn man, anstatt an der Oberfläche, den Stift am Boden des Gefässes rotiren lässt, so erzielt man in entsprechender Weise in der Mitte des Gefässes eine absteigende spiralförmige Bewegung, die sich von unten nach oben fortpflanzt. Wenn sich auf der Oberfläche des Wassers eine leichte gefärbte Flüssigkeit, wie Wein oder Oel, befindet, sieht man dieselbe eine entgegengesetzte Bewegung, als die der Kreide im vorigen Experimente annehmen“.

Auch Herr Dr. P. Andries*) hat unterhalb kleiner Wasserwirbel, welche er auf ganz andere Weise, nämlich durch blosse translatorische Bewegung eines Brettchens im Wasser hervorrief, regelmässig das Emporsteigen der Wasser- und Staubtheilchen beobachtet.

Nach Alledem sollte man glauben, dass die Sonderstellung der untersten Luftschichten für den Lebensprocess der Tromben und Cyklonen in der That von wesentlicher Bedeutung sei. Zur besseren Klärung dieser Frage ist der Vorgang etwas genauer zu analysiren.

Wir denken uns also, ähnlich wie Ferrel, in der Höhe eine stationäre und unveränderliche Trombe, in welcher die Lufttheilchen gänzlich ohne Reibung und deswegen ohne jede radiale Bewegungskomponente unausgesetzt rotiren; bei der Entstehung dieser Trombe überträgt sich die den Rotationen entsprechende Druckvertheilung fast momentan, nämlich mit der Fortpflanzungs-Geschwindigkeit des Schalles, auf alle Luftschichten zwischen dem Fusse der Trombe und der Erdoberfläche. Vermöge dieser Druckvertheilung streben nun auch unten alle Lufttheilchen der Axe zu, und indem sie letztere zu erreichen suchen, drängen sie die Lufttheilchen im axialen Raum aufwärts, verursachen also am oberen Ende der Axe ein Emporquellen der Luftmassen, also eine Verringerung der dort bestehenden Druckdifferenzen. Letztere muss sich natürlich auch unten bemerkbar machen, wo inzwischen die ursprünglich rein

*) Oesterr. Z. f. Met. XVII, pag. 307, 385; und XVIII, pag. 113, 156.

centripetale Bewegung theilweise in eine Rotationsbewegung übergegangen ist.

Das schliessliche Resultat wird verschieden sein, jenachdem wir für die untersten Schichten einen der Bewegung entgegenwirkenden Reibungswiderstand annehmen oder nicht. In letzterem Falle besteht dasselbe in einer vollständigen Ausgleichung der Luftdruckvertheilung und der Rotationsgeschwindigkeiten durch alle Schichten; ist aber unten Reibung vorhanden, so kann daselbst bei rein radialen Gradienten eine bloss rotirende Bewegung nicht Platz greifen: das Einströmen und das hierdurch bedingte Emporquellen der Lufttheilchen am oberen Ende der Trombenaxe dauert fort, bis schliesslich die Trombe oben und unten vollständig zerstört ist. Diesem durch die Reibung an der Erdoberfläche bedingten Zerfallen des ganzen Windsystems kann nur dadurch vorgebeugt werden, dass oben der Bewegungsverlust kontinuierlich durch fremde Einflüsse neu ersetzt wird; bei dem Wilckeschen Experimente geschieht dieses rein mechanisch durch den rotirenden Stahlstift; bei wirklichen Tromben und Cyklonen physikalisch durch den Kondensationsprocess in der Axe des oberen Theiles der Trombe, welcher den Temperaturüberschuss der Axe über die Umgebung erzeugt oder aufrecht erhält.

Die aufsteigende Bewegung, welche durch die Reibung am Fusse der Cyklonen bedingt ist, wird hiernach im Allgemeinen nur ungünstig auf den Lebensprocess dieser Windsysteme einwirken können, es sei denn, dass dieselbe eine genügende Intensität erreiche, um die im emporgeführten Wasserdampfe schlummernde Energie zu wecken. Nur durch genauere quantitative Untersuchungen würde man im Stande sein, diese Frage in ausreichender Weise zu beantworten. — Auf jeden Fall muss der Fuss als der passive Theil der Cyklonen bezeichnet werden.

59. Ursachen der Fortdauer (und Entstehung) von Cyklonen; Beziehung zwischen Druckvertheilung und Regenfall. Durch die Erörterungen der vorhergehenden Paragraphen haben wir erkannt, dass der Kondensationsprocess im Centralraume der Cyklonen die Fortexistenz dieser Phänomene begünstigen muss; hieraus folgt noch nicht, dass durch den Kondensationsprocess die Bedingungen der Fortdauer stets gegeben sind. Letzteres ist nicht der Fall, wenn die vertikale Temperaturabnahme in der umgebenden Atmosphäre eine relativ geringe ist. Um dieses an einem Beispiele zu erläutern, legen wir dieselben Zahlenwerthe, wie in § 51, zu Grunde; die Temperatur an der Erdoberfläche betrage

wären, also derartige, wie sie z. B. am Aequator in einem Windsysteme vorkommen können! In höheren Breiten tritt aber zur radialen Bewegung unfehlbar noch die Rotationsbewegung hinzu, und diese bedingt für sich eine bedeutende Abnahme des Druckes in der Richtung zum Centrum in allen Schichten, so dass hierdurch unten die Druckdifferenz $\alpha' - \alpha$ in hohem Grade vergrößert, oben aber die Richtung des Gradienten häufig umgekehrt werden muss. Jedenfalls ist also die Druckdifferenz an der Erdoberfläche die Summe derjenigen Differenzen, welche die Rotationskomponente der Bewegung einerseits, und die Konvektions-Strömung zwischen Centralraum und Umgebung andererseits bedingt. Da nun aber, dem Vorstehenden zufolge, letzterer Antheil der unteren Druckdifferenz in unserem Beispiele als ein Effekt des Kondensationsprocesses betrachtet werden muss, so scheint es, als ob die in den Cyclonen beobachtete Erniedrigung des Barometerstandes zum Theil der Verdichtung des Wasserdampfes zu Regen und der dabei freiwerdenden Wärme etc. zuzuschreiben sei: eine Ansicht, welche besonders von Reye in einer lebhaften und interessanten Kontroverse über den Zusammenhang zwischen Luftdruck und Regenfall vertreten worden ist.*)

Demgegenüber behauptet Hann noch 1880:**) „Wenn die Fliehkräfte allein zur Berechnung der Luftdruckvertheilung im inneren Theile des Wirbels genügen, so kann dieselbe an Ort und Stelle nicht noch von anderen Ursachen erheblich beeinflusst werden. Es ist doch klar, dass, wenn die Intensität des Regenfalles und dessen Vertheilung im inneren Theile der Cyclone die Vertheilung des Luftdruckes daselbst in erster Linie bedingen würde, Rechnung und Beobachtung unmöglich übereinstimmen könnten, wenn erstere bloss mit Berücksichtigung der Fliehkräfte durchgeführt wird.“

Beide Anschauungen lassen sich indessen vollkommen mit einander versöhnen. Nach den Erörterungen in § 32 hat diejenige Druckdifferenz $\alpha' - \alpha$ (Fig. 45), welche bei rein radialer Bewegung allein auftreten würde, lediglich die Aufgabe, auf dem Wege $\alpha' \alpha$ die Reibung zu überwinden und eventuell den Lufttheilchen Beschleunigung zu verleihen. Diese Effekte der Druckdifferenz sind aber — wie pag. 135 eingehend erläutert wurde — in den Grundgleichungen 8') des Wirbelproblems bereits berücksichtigt; darauf beziehen sich das vierte und erste Glied der Gleichung a),

*) Oesterr. Zeitschr. Bd. VIII, IX und X (1873—1875).

**) Bemerkungen zu der Abhandlung des Herrn Eliot über die Madras-Cyklone 1877; Oesterr. Z. XV, pag. 315 Fussnote.

während das zweite und dritte die „Fliehkräfte“ zum Ausdrucke bringen. Somit kann man sagen:

Wenn — wie in den Gleichungen 8a) oder 8a'), pag. 134 und 135 — der Bewegungszustand der Luftmassen vollständig berücksichtigt ist, so sind die Druckdifferenzen der betreffenden Horizontalschicht als ein reiner Effekt des Bewegungszustandes zu betrachten, unbekümmert um den eventuell gleichzeitig sich vollziehenden Kondensationsprocess.

Dieser Satz ist aber selbstverständlich nicht dahin zu interpretiren, dass der Kondensationsprocess keinerlei Wirkung auf die Erniedrigung des Luftdruckes im Centrum einer Cyklone ausüben könne; der Einfluss ist aber stets ein indirekter, indem derselbe erst durch die Luftbewegung vermittelt wird: bei steigender Temperatur und zunehmender Feuchtigkeit der unten einströmenden Luft muss der Auftrieb im Verhältniss zur umgebenden Atmosphäre — oder auch zu benachbarten Gebieten hohen Luftdruckes — vergrössert, mit der Steigerung des aufsteigenden Luftstromes aber auch die Intensität der horizontalen Strömungen und dementsprechend auch die Druckdifferenz vergrössert werden. Es würde sehr interessant sein, diese Schlussfolgerung an der Hand der That-sachen zu prüfen; leider bietet sich hierzu aber selten eine günstige Gelegenheit, weil die Cyklonen gewöhnlich nicht lange an derselben Stelle verharren und die Regen-Messungen im Allgemeinen immer nur in Intervallen von 24 Stunden vorgenommen werden. Im Oktober 1877 verweilte indessen eine Cyklone in Unteritalien nicht weniger als 7 Tage hindurch auf ein und demselben Gebiete, während ihre Tiefe und damit auch die Grösse der Gradienten erheblichen Schwankungen unterworfen war; die folgende Tabelle enthält für den Morgen jeden Tages die Grösse: „760 mm minus Barometerstand im Centrum“, und die mittlere Regenhöhe von 20 Stationen, wie sie am Abende des betreffenden Tages gemessen wurden:

	Oktober 4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.	12.
„Tiefe des Centrums“: ...	2	6	6	7	15	7	6	...	
Mittlere Regenhöhe:	1,9	8,2	11,8	9,2	5,0	17,8	12,2	2,3	0,2

Beide Zahlenreihen zeigen einen durchaus parallelen Verlauf, so dass an dem inneren Zusammenhange beider Erscheinungen jedenfalls nicht zu zweifeln ist; von einem Nacheinander derselben, welches einen genaueren Schluss auf den Kausalnexus gestatten würde, ist indessen Nichts zu bemerken, obwohl die Regenmenge

auf den Zeitpunkt der Luftdruckbeobachtung zu beziehen ist. Es wäre also denkbar, dass irgend eine vollkommen fremde Ursache sowohl auf die Intensität der Cyklone, als auch auf den Regenfall gleichzeitig variirend eingewirkt hätte. In der Natur dürften solche Ursachen in der That zu finden sein. Beispielsweise kann lebhaftere Wärme-Ausstrahlung in einem barometrischen Maximum die Intensität des absteigenden Stromes über einem umfangreichen Gebiete vergrössern und hierdurch sämtliche benachbarte Cyklonen in gesteigerte Thätigkeit versetzen. Dass dieses Moment von grosser Bedeutung ist, lehrt uns die bereits pag. 210 hervorgehobene Thatsache einer weit grösseren Intensität der Cyklonen in der kalten, als in der warmen Jahreszeit.

Manche Meteorologen, wie Faye, Hirn und Andries, suchen die Quelle der enormen lebendigen Kraft, welche in den Cyklonen verbraucht wird, in der grossen Geschwindigkeit der oberen Luftströmungen; ein wesentlicher Einfluss der letzteren könnte aber wohl nur dadurch zu Stande kommen, dass zwei primär gegebene, entgegengesetzt fliessende Luftströmungen das Drehungsmoment der Rotationen der Cyklone vergrössern; hierzu wäre also eine Konstellation erforderlich, wie sie in Wirklichkeit nur selten vorkommen dürfte. Es liegt offenbar viel näher, den fast niemals fehlenden Kondensationsprocess als das wesentlichste Moment für die Erhaltung einer Cyklone zu betrachten.

Eine andere wichtige Frage ist die, ob der Regen an sich ein wesentliches Fallen des Barometers hervorrufen und dadurch die **Entwicklung** einer Cyklone bedingen könne? Herr Professor Hann glaubt aus Gründen der Theorie und der Erfahrung diese Frage verneinen zu müssen. Zunächst (in der österr. Zeitschr. Bd. IX, pag. 293) wendet er sich gegen eine von Reye in seinem Buche, „die Wirbelstürme,“ durchgeführte Rechnung, welcher etwa folgender Gedankengang zu Grunde liegt: „Wird in einem Volumen feuchter Luft der Wasserdampf kondensirt, so nimmt hierdurch zuerst die Expansivkraft der Luft und damit deren Volumen ab, durch die frei werdende latente Wärme des kondensirten Wasserdampfes wird aber die Luft so stark erwärmt und wieder ausgedehnt, dass die anfängliche Kontraktion vielfach überwogen wird. Reye berechnet, dass die Expansion bei 30° etwas mehr als fünfmal, bei -10° etwas mehr als sechsmal grösser ist, als die anfängliche Kontraktion. Denken wir uns nun aus der Atmosphäre eine lothrechte Säule von 1 □ m Grundfläche ausgesondert und nehmen wir an, dass in derselben 1 Kilogr. Wasser

als Regen herabstürzt, so dass die Regenhöhe 1 mm beträgt. Die Luft dehnt sich dabei bedeutend aus, und bei einer Temperatur von 10° an der Kondensationsstelle entweichen wegen dieser Expansion 7,3 Kilogr. Luft entweder seitwärts oder nach oben, wo sie nach den Seiten hin abfließen können. Das Gewicht der Luftsäule, welches durchschnittlich 10336 Kilogr. beträgt, hat also abgenommen um 8,3 Kilogr., den kondensirten Wasserdampf eingerechnet. Die durchschnittliche Barometerhöhe muss sich also vermindert haben um $(8,3:10336) 760 = 0,61$ mm, also um $\frac{3}{5}$ der Regenhöhe. — Natürlich giebt diese Rechnung nur das Maximum der Barometerschwankung, welches in Wirklichkeit bei Weitem nicht erreicht wird, denn die verdrängte Luft wird nicht sofort abfließen können und zudem an der Erdoberfläche durch seitlich heranströmende Luft grösstentheils ersetzt. Aber dennoch wirft auch diese Rechnung vielleicht einiges Licht auf die geringe Höhe des Barometerstandes, welche regelmässig bei den regenreichen Drehstürmen beobachtet wird. — Krönig hat in ähnlicher Weise gegen Mohr nachzuweisen gesucht, dass die Expansion die Kontraktion überwiegt* (Pogg. Ann. 1864, Bd. CXXIII).

Friedrich Mohr

„Von beiden Physikern ist die Rechnung unter Bedingungen durchgeführt worden, die in der Natur nicht stattfinden. Der Wasserdampf kondensirt sich nicht spontan, sondern nur, wenn die Luft abgekühlt wird, und diese Abkühlung muss grösser sein, als die freiwerdende latente Wärme, sonst kommt es gar nicht zu einem Niederschlag. Es bleibt also keine Wärme übrig, welche die Luft über ihr früheres Volumen ausdehnen kann, die latente Wärme hat nur den Effekt, die Abkühlung zu verringern, d. h. einen Theil der entzogenen Wärme zu ersetzen. Aber eine Abkühlung muss stets stattfinden, und wenn wir daher in der oben erwähnten Luftsäule ein Kilogr. Wasserdampf zur Kondensation bringen wollen, müssen wir die ganze latente Wärme desselben hinwegnehmen und auch der Luft soviel Wärme entziehen, als der beabsichtigten Erniedrigung der Dampfspannung entspricht. Die Luftmasse wird sich also kontrahiren, dafür wird neue Luft von oben und von den Seiten zufließen, und das Barometer an der Basis der Luftsäule muss steigen. Dieses ist der Vorgang, welcher in der Natur stattfindet bei den Niederschlägen, die durch Einbrechen eines kälteren Luftstromes oder durch Wärme-Entziehung infolge von Strahlung und Leitung eintreten; bei den Niederschlägen des aufsteigenden Stromes wird Wärme zur Ausdehnung der Luft verbraucht, und eine dabei stattfindende Kondensation des Wasserdampfes und freiwerdende latente Wärme hat die Wirkung, die Abkühlung der Luftmasse zu verringern.“

Nun wendet sich Hann gegen die in Lehrbüchern der Physik häufig erörterte Hutton'sche Regentheorie, derzufolge die Mischung verschieden warmer und nahezu gesättigter Luftmassen die Hauptursache des Regens bilden soll*), und gelangt zu dem Schlusse: „Als die ergiebigste Niederschlagsquelle muss somit die aufsteigende Bewegung feuchter Luft angesehen werden, ein Ergebniss, welches durch Beobachtungen längst festgestellt wurde, in dem Vorhergehenden aber auch in deduktiver Weise begründet worden ist“.

Gegen vorstehende Argumentation ist offenbar an sich durchaus Nichts einzuwenden. Wenn aber Hann sein theoretisches Resultat, dass die durch Wärme-Entziehung erzeugten Niederschläge das Barometer zum Steigen bringen müssen, gewissermaassen durch Thatsachen zu belegen sucht, so liegt darin wohl ein Widerspruch mit dem zuletzt hervorgehobenen und neuerdings zu allgemeiner Anerkennung gelangten Satze; denn hiernach können die von Hann in Betracht gezogenen ergiebigen Regenfälle unmöglich auf andere Weise, als durch den aufsteigenden Luftstrom ohne erhebliche Wärme-Entziehung entstanden sein. Die Thatsachen sind nun folgende: Zunächst weist Hann darauf hin, dass jeder aufmerksame Beobachter gewöhnt sei, das Barometer während des Regens steigen zu sehen; in einer höchst lesenswerthen Notiz (Oesterr. Zeitschr., 1875, Bd. X, pag. 6) geht Hoffmeyer hierauf näher ein und sagt unter Anderem: „Es ist mir eine grosse Freude gewesen, Ihre Abhandlung über Regen und Barometer zu lesen, denn Ihr Endresultat, dass ein bedeutender Regen nur durch einen aufsteigenden Luftstrom sich erklären lässt, ist mir schon längere Zeit, sowohl aus theoretischen, als aus praktischen Betrachtungen vollkommen klar gewesen. Wenn Sie aber versucht haben nachzuweisen, dass der Regen mit steigendem Barometer fällt, so muss ich mir einige Gegenbemerkungen erlauben....“ „Barometrische Maxima geben trockenes Wetter; je näher aber die Minima uns kommen, desto mehr Regen bekommen wir; er fällt

*) Am Schlusse eines Artikels: „Berechnung der Niederschlagsmengen bei Mischung feuchter Luftmassen von verschiedener Temperatur“ spricht sich J. M. Pernter ungefähr in folgender Weise aus: Die berechneten Niederschlagsmengen lassen es als zweifellos erscheinen, dass bedeutende Niederschläge sich aus der Hutton'schen Regentheorie niemals erklären lassen. Selbst die grösstmögliche Niederschlagsmenge pro Kubikmeter und 760 mm Druck vorausgesetzt, würde für einen Niederschlag von nur 1 mm Höhe eine Mischung von 6850 Kubikmeter Luft von beziehungsweise 25° und 0° Temperatur über jedem Quadratmeter Fläche erforderlich sein.

dann bei südöstlichen bis südwestlichen Winden, folglich mit fallendem Barometer; sowie der Wind nach W oder NW geht, das Barometer also wieder zu steigen anfängt, löst sich gewöhnlich der Regen allmählig in vereinzelte Schauer auf.“

„Mehr Regen als gewöhnlich auf der Rückseite eines Minimums hat in mehreren Fällen den bestimmten Einfluss gezeigt, die Bewegung des Minimums gegen Ost stark zu retardiren....“

Hierauf später Herr Hann:

„Herr Kapit. Hoffmeyer macht mich auf eine nicht ganz berechnigte Generalisirung eines Beobachtungs-Ergebnisses aufmerksam, welches zunächst nur für Orte auf der Nordseite der Alpenkette volle Geltung beanspruchen durfte.....“

Jenes Beobachtungsergebniss ist inzwischen auch von anderen Seiten, z. B. von Prof. Schoder, dem verstorbenen Leiter der meteorologischen Centralstelle in Stuttgart, bestätigt worden, und zeigt sich in ganz Süddeutschland zumal im Sommer in ganz ausgeprägter Weise.*) Es hat seinen Grund theilweise in der grossen relativen Trockenheit der durch südöstliche Winde zugeführten Luft, anderntheils aber wohl darin, dass den nordwestlichen, mit steigendem Barometer auftretenden Luftströmungen durch die allgemeine Hebung des Terrains eine aufsteigende Bewegungskomponente mitgetheilt wird; es dürfte sich also in der That bei diesem Beispiele hauptsächlich um Niederschläge des aufsteigenden Luftstroms handeln, deren Zusammenhang mit der Luftdruckvertheilung am Anfange dieses Paragraphen erörtert ist.

Um die andere Thatsache mitzutheilen, citiren wir folgende Stelle aus Prof. Reye's letztem Artikel (Oesterr. Zeitschr. Bd. X, pag. 65):

„Herr Hann stellt folgenden Satz auf: „Die Kondensation des atmosphärischen Wasserdampfes hat keinen merklichen Einfluss auf die Aenderung des Luftdrucks; die Barometerminima der Sturmcentren können daher nicht durch die Niederschläge erklärt werden.““ Herr Hann gründet seinen Satz hauptsächlich auf seine

*) In seinen „Contributions to Meteorology“ 12th paper, pag. 99, giebt Elias Loomis für das Verhältniss: $\frac{\text{Regenmenge bei fallendem Barometer}}{\text{Regenmenge bei steigendem Barometer}}$ folgende Zahlen: Philadelphia 2,88; Valencia auf Irland 2,21; Armagh 1,94; Falmouth 2,42; Glasgow 2,56; Stonyhurst 1,94; Aberdeen 1,22; Kew 2,01; Paris 1,49; Prag 0,73; Wien 0,86. Hier sind alle Jahreszeiten zusammengefasst; trennt man die Sommermonate (April—Sept.) von den Wintermonaten, so ergibt sich beispielsweise für Wien: Winter 1,62; Sommer 0,58. Die in Süddeutschland und Oesterreich sich zeigende Anomalie beschränkt sich also auf die warme Jahreszeit.

Berechnung von 146 heftigen Regenfällen zu Batavia, welche in den dreijährigen stündlichen Beobachtungen des Herrn Bergsma verzeichnet sind. Der Luftdruck stieg bei Beginn und während der zwei ersten Stunden des Regenfalles durchschnittlich um 0,35 mm, fiel innerhalb der zwei dem Regen folgenden Stunden wieder um 0,1 mm und stand also nach dem Regen immer noch um 0,25 mm höher, als vor demselben. „Diese so geringfügige Steigerung des Luftdruckes“ hält Herr Hann gewiss mit Recht „für einen sekundären Effekt der Kondensation des Wasserdampfes, nämlich für hervorgerufen durch Abkühlung der unteren Luftschichten durch die aus höheren kälteren Schichten kommenden Regentropfen und durch Verdunstungskälte. Vielleicht trägt auch der Stoss des herabfallenden Wassers und der mit demselben herabgeführten Luft zur anfänglichen raschen Steigerung des Druckes etwas bei.“

„Diesen ganz lokalen Beobachtungen von Batavia können wir nun eine grössere Reihe von Beobachtungsgruppen gegenüberstellen, die sich über ausgedehnte Länder erstrecken und zu entgegengesetzten Ergebnissen führen....“ Es folgt nun eine Reihe von Beobachtungs-Ergebnissen, welche im Wesentlichen nur den zweifellos richtigen Satz belegen, dass Gebiete niedrigen Luftdruckes relativ reich sind an Niederschlägen.

Wichtiger für eine eventuelle Beantwortung der oben, pag. 234, aufgeworfenen Frage erscheint uns eine Untersuchung von Cl. Ley über das erste Entwicklungs-Stadium cyklonischer Windsysteme*), welche zu folgenden Sätzen führte:

„1. Eine unmittelbare Beziehung zwischen der Entwicklung eines cyklonischen Windsystemes und vorausgehenden Unregelmässigkeiten der Temperatur-Vertheilung in dem betreffenden Theile der Atmosphäre lässt sich nicht nachweisen.

2. Cyklonische Windsysteme entwickeln sich häufig in Gebieten, welche von mässig hohem oder niedrigem Luftdrucke umgeben sind, aber selten in Gebieten sehr hohen oder sehr niedrigen Druckes.

3. Es existirt eine Beziehung schwankenden Charakters zwischen der Entwicklung cyklonischer Systeme und der vorhergehenden Vertheilung der Druck-Centren. Es giebt Beispiele für die Entstehung dieser Systeme in der Nachbarschaft der centralen Kalmen von Anticyklonen; in anderen Fällen bildeten sie sich in den

*) „The laws of the winds prevailing in Western Europe,“ pag. 27 und 68—121, London 1872.

äusseren Luftströmungen irgend eines Quadranten der Anticyklonen; solche Fälle sind aber sehr selten, es sei denn, dass die Anticyklone schon längere Zeit existirte. Die Bedingungen zur Entwicklung von Cyklonen sind indessen am günstigsten, wenn ein altes und umfangreiches Gebiet niedrigen Druckes in Auflösung begriffen ist, und etwa 70% aller in Westeuropa neu entstandenen Cyklonen entwickelten sich in der Südwest- oder Südsüdwest-Hälfte solcher alten Depressions-Systeme.

4. In engster Beziehung steht die Entwicklung cyklonischer Windsysteme zu der vorhergehenden Steilheit der barometrischen Gradienten, indem — unmittelbar vor der Entwicklung — die Atmosphäre relativ ruhig ist, mit weit von einander entfernten oder divergirenden Isobaren.

5. In dem Gebiete, in welchem eine wahre Cyklone sich bildet, treten ausnahmslos vor und während ihrer Entwicklung schwere und ausgedehnte Niederschläge auf.“

Auch in den Monatlichen Witterungsübersichten der deutschen Seewarte ist häufig das Auftreten bedeutender Niederschläge am Orte der Entwicklung barometrischer Minima hervorgehoben worden; beispielsweise findet man im September-Heft 1877, pag. 15, folgende Stelle: „Besondere Beachtung verdient der in der Dänischen Monatsübersicht betonte Umstand, dass der Luftdruck im centralen Gebiete des neu entstandenen Theil-Minimums höher war, als vorher an demselben Orte, so dass die Ausbildung desselben nicht durch Druckabnahme, sondern nur durch, dem Raume nach, ungleichförmiges Steigen des Luftdruckes herbeigeführt wurde. Trotzdem fanden sich alle Erscheinungen, welche sonst die Entwicklung einer Depression zu begleiten pflegen, auch hier deutlich ausgeprägt, so namentlich starke Winde und bedeutende Niederschläge, welche auf Seeland die Höhe von 65 mm pro Tag erreichten.“

All' diesen Thatsachen zufolge scheinen die Niederschläge bei der Entwicklung der Cyklonen denn doch eine bedeutende Rolle zu spielen, und das reichliche Auftreten derselben vor irgend einer deutlichen Charakterisirung der entstehenden cyklonalen Luftbewegung scheint dafür zu sprechen, dass in den Niederschlägen in der That die Ursache der letzteren zu erblicken sei; und wirklich hält z. B. Herr Prof. J. Eliot auch nach dem Studium der indischen Orkane des Jahres 1883 an dieser Anschauung fest, indem er als nothwendige Bedingung namentlich die Lokalisirung und Koncentration des Regenfalles auf ein relativ kleines Gebiet

betonte. *) Da aber nach dem von Hann aufgestellten Satze (pag. 236) die ergiebigen Niederschläge bereits einen aufsteigenden Luftstrom zur Voraussetzung haben, so ist entweder letzterer Satz nicht von apodiktischer Gültigkeit, oder es sind andere Ursachen, welche bei der Entwicklung einer Cyklone den aufsteigenden Luftstrom, und hiermit zugleich die Niederschläge hervorrufen.

Die zweite Eventualität muss als die wahrscheinlichere bezeichnet werden; da nun aber nach Cl. Ley (Satz 1) auch die horizontale Temperatur-Vertheilung nicht zur Erklärung herangezogen werden kann, so scheinen in der That unter den ausreichenden Ursachen der Cyklonen-Entwicklung nur noch die mechanischen übrig zu bleiben. In dieser Beziehung hat Prof. Hann **) zu beweisen versucht, dass die Entwicklung einer Cyklone besonders in der Konzentration einer auf grösserem Raume präexistirenden schwachen cyklonischen Luftbewegung bestehe. Eine weitere theoretische oder empirische Untersuchung dieser Fragen wäre auch für die ausübende Meteorologie von grosser Bedeutung.

60. Ist die Luftbewegung im Centralraume der Tromben und Cyklonen eine auf- oder absteigende? Der bereits oben (Fussnote pag. 228) erwähnten Faye'schen Hypothese einer absteigenden Luftbewegung im Centralraume der Cyklonen fehlt es an Anhängern keineswegs; beispielsweise gelangte Herr G. A. Hirn, der berühmte Physiker in Colmar, durch die Beobachtung von trombenartigen Wasserwirbeln, welche in cylindrischen Gefässen durch das Ausfliessen des Wassers aus einer Oeffnung im Boden des Gefässes sich bilden, zu der Ueberzeugung, dass die atmosphärischen Wirbel an den Rändern der mit enormer Geschwindigkeit ***) fliessenden oberen Luftströmungen zur Entwicklung kommen und alsdann auf die unteren Schichten sich übertragen. Diese Uebertragung glaubt sich Hirn nicht anders vorstellen zu können, als durch das Herabsteigen der schnell bewegten Luftmassen, welches seiner Ansicht nach im Falle der Tromben durch elektrische Kräfte vermittelt wird. Durch die Bemerkungen am Anfang von § 58 dürfte die Lösung in einfacherer Weise gefunden sein.

*) „Condensation Theorie of the Generation of Cyclones;“ Quarterly Journal of the Royal Met. Society. XI, 1885, Januarheft.

**) Oesterr. Z. XII, pag. 309. Man vergl. hierüber auch Oesterr. Z. XVI, pag. 60, wo eine experimentelle Vorrichtung zur Prüfung der Hann'schen Hypothese beschrieben ist.

***) Die Geschwindigkeit der unteren Wolken während eines Sturmes berechnet Herr Hirn zu etwa 80 Meter pro Sekunde.

Gleichwohl ist das Vorkommen absteigender Luftströmungen im Innern von Cyklonen wohl nicht als gänzlich ausgeschlossen zu betrachten. Eine Erscheinung, welche hierauf deutet, ist das sogenannte „Auge des Sturmes“ in tropischen Cyklonen, welches in dem gänzlichen oder theilweisen Aufklaren des Himmels zur Zeit des niedrigsten Barometerstandes besteht; durch eine Lücke in den niedrigeren Wolken erblickt man zwar nicht immer den blauen Himmel, wohl aber die hellen Cirrus-Wolken höherer Regionen. Gerade so verhielt sich z. B. der bereits erwähnte Manila-Orkan vom 20. Oktob. 1882, dessen Verlauf durch die Aufzeichnungen der Registrirapparate zu Manila in seinen einzelnen Phasen verfolgt werden kann. Indem das Centrum dieser Cyklone über Manila selbst hinwegzog, bildete z. B. die Aufzeichnung des Barographen einen Vertikalschnitt des Wirbeltrichters; in $3\frac{1}{2}$ Stunden fiel das Barometer um 23 mm und steigerte sich die Windgeschwindigkeit von 10 auf 54 m pro Sekunde, um alsdann plötzlich abzufauen; nach einer Kalme von 15 Minuten nahmen nun beide Elemente den entgegengesetzten Verlauf. Abgesehen von der Intensität dieser Aenderungen zeigen dieselben Nichts Ungewöhnliches.

Anders verhält es sich indessen mit dem Gange der Temperatur und relativen Feuchtigkeit; erstere hielt sich bis zum Eintritt der Kalme mit merkwürdiger Konstanz auf der Höhe von 24° ; dann aber stieg sie ganz plötzlich auf 31° , um mit Ende der Kalme ebenso schnell auf 24° wieder herabzugehen. Ganz dementsprechend sank die relative Feuchtigkeit von etwa 98 auf 53% : eine Trockenheit, die in jenen Gegenden überhaupt nur sehr selten beobachtet wird. Diese höchst eigenthümlichen Erscheinungen können offenbar nur in der Annahme eines absteigenden Luftstromes im Centrum des Wirbels ihre Erklärung finden.

In das Windsystem der Cyklone will freilich der absteigende Luftstrom in der Axe nicht recht passen! Wahrscheinlich beschränkt sich derselbe auf die untersten Schichten der Atmosphäre und ist auch wohl nicht als ein nothwendiger Bestandtheil des Windsystems zu betrachten, denn das „Auge“ des Orkans scheint eher eine Ausnahme, als die Regel zu bilden. Möglicherweise zeigt auch nur ein gewisses Entwicklungsstadium der Cyklone diese Erscheinung. Uebrigens harmonirt dieselbe mit gewissen Resultaten einfacher, aber bedeutungsvoller Versuche, welche im folgenden Paragraphen, als Corollar zum ganzen vorstehenden Kapitel, auszugsweise dargelegt werden sollen.

61. Experimentelle Darstellung von Luftbewegungen unter dem Einflusse von Temperatur-Unterschieden und Rotations-Impulsen. Unter diesem Titel hat Herr Dr. Vettin in der „Meteorologischen Zeitschrift“ (Bd. I, 1884, pag. 227 und 271), als Fortsetzung einer Abhandlung, welche schon vor 28 Jahren in Poggendorfs Annalen (Bd. 102, pag. 246) publicirt wurde, eine grosse Reihe von Versuchen beschrieben, deren Tendenz unmittelbar auf die Nachbildung atmosphärischer Bewegungen und Windsysteme gerichtet ist. Vettin's Methoden und Apparate sind sehr einfach; um z. B. die Erscheinungen beim aufsteigenden Luftstrom zu zeigen, lässt er mittelst eines Rohres eine Quantität Tabakrauch aus dem Munde langsam und gleichmässig auf eine Glasplatte austreten, welche mit einer Glasglocke lose bedeckt ist. Nachdem sich auf diese Weise eine etwa 1 cm hohe Schicht dichten Rauches mit horizontaler oberer Grenzfläche gebildet hat, wird ein Punkt der Glasscheibe mit dem Flämmchen einer kleinen Wachskerze oder auch nur durch Berührung mit dem Finger 2—3 Sek. lang erhitzt; es zeigt sich alsdann zunächst eine Protuberanz, aus welcher plötzlich eine scharf begrenzte Säule mit

Fig. 46.

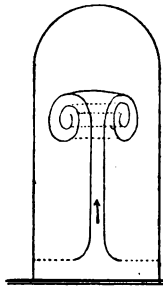
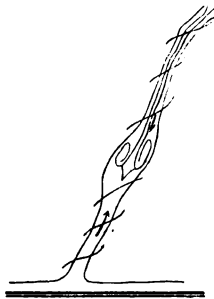


Fig. 47.



oben umgebogenen und in sich zurücklaufenden Rändern emporsteigt, etwa so, wie Fig. 46 es darstellt.

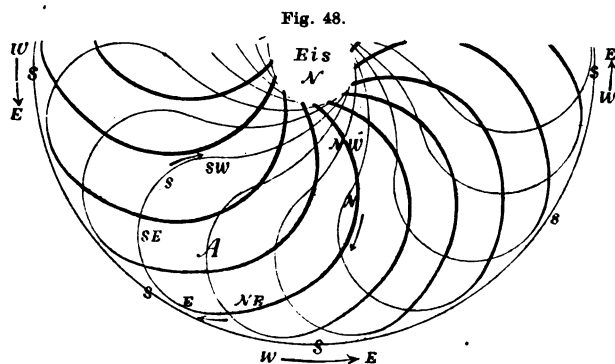
Zur Illustration des Einflusses der rotirenden Bodenfläche dient eine flache Trommel, welche aus 2 nahezu gleichen kreisrunden Glasscheiben von etwa 30 cm Durchmesser, und einem Papp-

ringe von 5 cm Höhe hergestellt ist; diese wird auf einen kleinen Teller gesetzt, welcher sich um eine vertikale Axe drehen lässt.

Wiederholt man mit Hülfe dieser rotirenden Trommel den soeben beschriebenen Grundversuch, so steigt die Luft über der erwärmten Stelle schraubenförmig in die Höhe, und der Sinn der Rotation entspricht der Drehung der Bodenfläche in derselben Weise, wie bei den natürlichen Cyklonen. „Durch die Centrifugalkraft der wirbelnden Luft entsteht im Innern des Wirbels ein luftverdünnter Raum. Beim Versuch kann man eine Reihe hieraus hervorgehender eigenthümlicher Erscheinungen beobachten; man

sieht nämlich nicht selten beim Entstehen desselben, wie in seinem inneren verdünnten Raume Luft von oben nach unten hineingesogen wird. Dieses Hineindringen geschieht, wie es der einfach aufsteigende Luftstrom zeigt, ebenfalls in Form einer nach unten gerichteten Garbe mit unten umgebogenen, in sich zurücklaufenden Rändern“ (vergl. Fig. 47).

Bringt man in die Mitte der rotirenden Trommel ein Stück Eis, so entwickelt sich eine allgemeine Cirkulation, wie Fig. 48 sie veranschaulicht; die stark gezeichneten Kurven repräsentiren



die Bahnen der unteren, vom Centrum nach der Peripherie laufenden, die schwach gezeichneten diejenigen der umgekehrt strömenden Luft (wie die Pfeile es angeben). „Verfolgt man den Lauf der Luft an einem Theile der Trommel, bei A, nennt man das Centrum N(ord), die Peripherie S(üd) und ist die Richtung der Drehung, den Pfeilen gemäss, von W(est) nach E(Ost), so bewegt sich die Luft in der Nähe der Peripherie unten aus NE, noch näher derselben aus ENE, an der Peripherie selbst aus E; die Luft steigt nun schräg auf und fliesst ganz oben aus ESE, dann weiter nach dem Centrum zu aus SE, dann S; darauf SW und immer mehr westlich umkreist der Wind das Centrum, sich ihm spiralförmig nähernd, sinkt nahe demselben am Eise herab, wird nordwestlich, dann nördlich, dann nordöstlich, um von Neuem den Kreislauf zu beginnen.“ Man wird erkennen, dass dieses Ergebniss in hohem Grade geeignet ist, die in § 53 entwickelte Darstellung der allgemeinen atmosphärischen Cirkulation zu stützen. Gerade hier entsprechen auch die Bedingungen der Versuche am meisten den in Wirklichkeit gegebenen und in § 53 berücksichtigten Verhältnissen. Anders ist es mit den einzelnen Cyklonen, denn wegen der kleinen Dimensionen unterscheiden sich die Bedingungen des Versuches

auch qualitativ von denjenigen in der freien Natur, da infolge der geringen Höhe dieser experimentell erzeugten wirbelnden Luftsäulen die ganze Gruppe von Erscheinungen, welche mit dem Kondensationsprocesse verknüpft sind, nicht zur Wirksamkeit gelangen kann. Deshalb ist Herr Vettin in der Anwendung seiner Experimente auf die Atmosphäre vielleicht auch etwas zu weit gegangen, während andererseits manche Einzelheiten der Versuchs-Resultate ihre mechanisch-physikalische Erklärung noch nicht gefunden haben. Jedenfalls kann es der Meteorologie nur zum grössten Vortheile gereichen, wenn das Experiment mehr und mehr auch in dieser Wissenschaft zur Geltung und Würdigung gelangt.

Kapitel V.

Ueber die Ortsveränderungen der atmosphärischen Wirbel.

62. Worin besteht die Ortsveränderung eines atmosphärischen Wirbels? Die Erfahrung lehrt, dass der bis jetzt stets vorausgesetzte Zustand eines ruhenden Windsystems zu den Ausnahmen gehört. Es erhebt sich deshalb die Frage: in welcher Weise modificirt das Fortschreiten des Windsystems die im Früheren gewonnenen Beziehungen zwischen Druckvertheilung und Luftbewegung etc. etc.? Und wie hat man sich überhaupt das Fortschreiten des Windsystemes vorzustellen?

Die nächstliegende Auffassung ist wohl diejenige, dass die rotirenden Lufttheilchen zum fortschreitenden barometrischen Minimum — wir beschränken uns auf die Betrachtung des cyclonischen Windsystems — in derselben Beziehung stehen, wie ein (im Kreise rotirender) Planet zu seinem, im Weltraume fortschreitenden Centralkörper; mit anderen Worten: dass um das Centrum des Windsystems eine und dieselbe (oder doch nur eine sehr langsam sich verändernde) Luftmasse unausgesetzt rotire, ausserdem aber eine fortschreitende Bewegung habe, indem sie etwa einen Theil eines grossen Luftstromes bildet.

Die Konsequenzen einer solchen Annahme ergeben sich leicht. In Fig. 49 repräsentiren die Pfeile \overline{ab} die Geschwindigkeit und Richtung des Windes in Bezug auf das fortschreitende System; es sind aber nicht diese Geschwindigkeiten, welche an der relativ ruhenden Erdoberfläche als Wind empfunden werden; um letztere zu finden, hat man nur die Geschwindigkeiten \overline{ab} mit der Geschwindigkeit \overline{bc} der fortschreitenden Bewegung geometrisch zu-

sammenzusetzen, woraus sich die Resultirenden \overline{ac} ergeben. In der Figur ist ein Ablenkungswinkel von 65° und eine der Windgeschwindigkeit gleiche translatorische Geschwindigkeit des Wirbels vorausgesetzt: beides Verhältnisse, wie sie in der Natur häufig vorkommen.

Das Resultat vorstehender Konstruktion widerspricht aber den durch die Wetterkarten in Fülle uns dargebotenen Thatsachen in vieler Beziehung:

Erstens findet man an der Erdoberfläche niemals an der Vorderseite eine ausströmende, an der Rückseite eine stark einströmende Bewegung; der Konstruktion zufolge würde der Ablenkungswinkel

an der Vorderseite etwa 125° ,
 „ „ Rückseite 40° betragen.

Cl. Ley erhielt durch Messung: Vorderseite etwa 53° ,
 an der Rückseite 81° } (vgl. d. Tab. pag. 248)

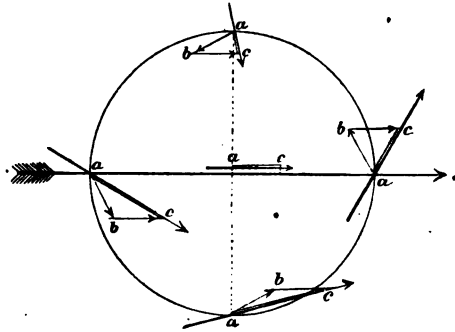
Somit ist — in Europa wenigstens — die einströmende Bewegungskomponente an der Vorderseite viel grösser, als an der Rückseite: in vollem Widerspruche mit den Konsequenzen der obigen Annahme.

Zweitens trifft man am Orte des niedrigsten Luftdruckes niemals eine Luftströmung, welche derjenigen des Fortschreitens des ganzen Systemes auch nur annäherungsweise gleich käme; im Gegentheil ist die Kalmenregion des Centralraumes auch bei schnell fortschreitenden Wirbeln auf das Deutlichste entwickelt.

Drittens wird auch die radial einströmende Bewegung, welche sich aus Fig. 49 für die linke Seite der Depression ergeben würde, niemals beobachtet; wo die Winde der linken Seite überhaupt deutlich zur Ausbildung gelangen, zeigen sie auch die durchschnittliche Beziehung zum Gradienten: aus Cl. Ley's Tabelle z. B. ergibt sich für die linke und rechte Seite fast vollkommen übereinstimmend ein Ablenkungswinkel von etwa 63° .

Für die untersten Schichten der Atmosphäre ist somit die obige Annahme unbedingt zu verwerfen; alle Thatsachen harmoniren aber auf das Beste mit einer anderen Auffassung, derzufolge hier

Fig. 49.



die Fortpflanzung des Windsystemes mit derjenigen einer Welle zu vergleichen ist: Wie eine Welle in kurzer Zeit grosse Strecken durchläuft, ohne dass die Träger derselben eine wesentliche Ortsveränderung erleiden, so ist es auch bei den Cyclonen nicht so sehr der Stoff, welcher fortschreitet, sondern ein Bewegungszustand, durch welchen die Luftmassen im Allgemeinen nur vorübergehend in Bewegung versetzt werden; an der Vorderseite ist deshalb der Wind im Entstehen begriffen und somit die Bewegung der Lufttheilchen eine beschleunigte, — an der Rückseite dagegen haben wir es mit erlöschenden Winden und verzögerter Luftbewegung zu thun. Nach § 34 muss deshalb *ceteris paribus* der Ablenkungswinkel ψ an der Vorderseite eines fortschreitenden Wirbels kleiner sein, als an der Rückseite desselben: eine Schlussfolgerung, welche — wie oben schon angedeutet — durch die Thatsachen vollkommen bestätigt wird.*) Wir können deshalb folgenden Fundamental-Satz konstatiren:

In den untersten Schichten der Atmosphäre erfolgt die Fortpflanzung einer Cyclone nicht wie das Fortschreiten einer rotirenden Luftmasse, sondern nach Art einer, auf immer neue Luftmassen sich übertragenden Wellenbewegung.

Hierbei ist indessen nicht ausgeschlossen, dass in gewissen Theilen des Wirbels die Lufttheilchen sich nur sehr wenig, oder vielleicht gar nicht erneuern; denn sobald z. B. die Windgeschwindigkeit in irgend einer Zone des nach Ost fortschreitenden Wirbels ebenso gross ist, wie die Fortpflanzungsgeschwindigkeit desselben, wird es im Südwestquadranten eine Stelle geben, an welcher ein und dieselbe Luftmasse den Wirbel unausgesetzt begleitet. Am schnellsten wird sich dagegen der Wechsel der Lufttheilchen an der entgegengesetzten Seite der Cyclone, also im vorliegenden Beispiele im Nordostquadranten derselben vollziehen.

Es wäre nun sehr wohl denkbar, dass sich die Gültigkeit des vorstehenden Satzes in der That auf die untersten Schichten der Atmosphäre beschränkte; und die Betrachtungen in § 58 und 54

*) Z. B. fand Hoffmeyer den grössten Ablenkungswinkel ($77\frac{1}{2}^\circ$) bei Nordwind, den kleinsten ($60\frac{1}{2}^\circ$) bei Südostwind, im Mittel 69° (Oesterr. Zeitschr. XIII, pag. 338). Man sehe ferner die Figuren 53 und 54, welche von Cl. Ley und Hildebrandson entworfen sind. — Für Nordamerika ist Loomis allerdings zum entgegengesetzten Resultate gelangt (Oesterr. Z. IX, pag. 247); indessen wurde von ihm offenbar die Windrichtung auf den Radiusvektor, nicht auf die Richtung des Gradienten bezogen, was bei elliptischen Cyclonen die Verhältnisse wesentlich ändern muss.

sprechen durchaus zu Gunsten einer derartigen Ansicht. Man könnte sich nämlich folgende Vorstellung machen: 1) „Der aktive, in den mittleren Schichten der Atmosphäre gelegene Theil einer Cyclone besteht aus einer rotirenden Luftmasse, welche von der allgemeinen Strömung fortgetragen wird; 2) die Rotation der Lufttheilchen bedingt eine, in Bezug auf das fortschreitende Centrum symmetrische Luftdruckvertheilung, welche den in § 40 erörterten Gesetzen entspricht. 3) Indem diese Druckvertheilung sich nahezu momentan auf die Erdoberfläche überträgt, erregt sie dort vorübergehend eine Bewegung der Lufttheilchen, welche dem barischen Windgesetze entspricht und somit ein allseitiges Einströmen der Lufttheilchen zum jeweiligen Orte niedrigen Luftdruckes, mit Ablenkungswinkeln zwischen 45° — 90° , zur Folge hat.“

Theil 3 dieser Argumentation entspricht vollkommen dem soeben nachgewiesenen Fundamentalsatze.

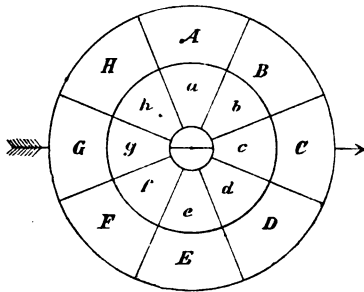
Theil 2 würde eine besondere theoretische Untersuchung erheischen, wie sie bis jetzt noch nicht ausgeführt ist. Ferrel scheint anzunehmen, dass in einer rotirenden Luftmasse die Beziehung zwischen Druckvertheilung und Luftbewegung dieselbe ist, möge nun die rotirende Luftmasse fortschreiten oder nicht. Zweifel an der Richtigkeit dieser Anschauung könnten insofern erhoben werden, als die oben bereits herangezogene Analogie mit der Planetenbewegung zu dem Schlusse zu führen scheint, dass eine Aenderung zwischen Kraft und Bewegung nur dann nicht eintritt, wenn das Fortschreiten des Kraftcentrums in der Trägheitskurve erfolgt.

Um schliesslich Theil 1 zu prüfen, wenden wir uns wieder an die Thatsachen, welche aber hier leider bei Weitem nicht in so reichem Maasse zur Verfügung stehen, wie für die unterste Schicht der Atmosphäre. Einzig und allein die Richtung der Luftströmungen ist es, welche für das hier in Betracht kommende hohe Niveau mit Sicherheit festgestellt werden kann, aber auch diese leider nicht zu jeder Zeit, indem namentlich im Winter eine niedrige graue Wolkendecke die Cirrus-Wolken gewöhnlich gänzlich verhüllt. In richtiger Würdigung der hohen Bedeutung, welche selbst diese spärliche Kunde von den Vorgängen in den höheren Schichten der Atmosphären für die theoretische und praktische Meteorologie gewinnen muss, haben einige Meteorologen das Studium der Wolken-Bewegungen gewissermaassen zu ihrer Lebensaufgabe gemacht; es sind die bereits genannten Forscher Rev. W. Clement Ley und H. H. Hildebrandsson. Ersterer ordnete sämtliche Beobachtungen nach der Fortpflanzungs-Richtung des barometrischen Minimums und zerlegte zu dem Ende das Gebiet der Cyclone in

16 Felder, welche man in Fig. 50 angegeben findet. Für jedes Feld wurden die betreffenden Werthe des Winkels ψ' , um welchen die Luftströmung nach rechts von der (negativen) Richtung des Radiusvektors abweicht, zu Mittelwerthen vereinigt; die Resultate (sowohl für die Strömungen der Cirrus-Region, als auch für den Unterwind) findet man in der folgenden Tabelle.*) Für den Unterwind fällt Winkel ψ' mit dem „Ablenkungswinkel“ ψ im Allgemeinen zusammen. Eine graphische Darstellung der Clement Ley'schen Zahlen liefert Fig. 53 auf Seite 251; die durchbrochenen Linien bezeichnen die obere Luftströmung, die voll ausgezogenen Linien den Unterwind.

Aeusseres Gebiet					Inneres Gebiet				
Distrikt	Unterwind		Cirrus-Region		Distrikt	Unterwind		Cirrus-Region	
	Zahl d. Beob.	ψ'	Zahl d. Beob.	ψ'		Zahl d. Beob.	ψ'	Zahl d. Beob.	ψ'
<i>A</i>	198	62°	51	—5°	<i>a</i>	195	65°	58	172°
<i>B</i>	407	52	173	163	<i>b</i>	391	53	104	130
<i>C</i>	511	48	226	152	<i>c</i>	426	58	94	135
<i>D</i>	675	54	290	146	<i>d</i>	454	55	141	102
<i>E</i>	803	66	328	124	<i>e</i>	629	64	135	73
<i>F</i>	378	76	199	101	<i>f</i>	402	74	142	51
<i>G</i>	277	79	81	96	<i>g</i>	250	77	83	90
<i>H</i>	196	80	43	99	<i>h</i>	204	81	46	106

Fig. 50.



Hildebrandsson's Methode weicht von der Ley'schen insofern ab, als die Eintheilung des Windsystems nicht nach der Richtung des Fortschreitens, sondern nach Himmelsrichtungen erfolgt. Sowohl die Cyklonen, als auch die Anticyklonen werden in dieser Weise in Bezug auf Windrichtung und -Stärke, Bewölkung und Regenfall untersucht;** wir beschränken uns hier

*) Wir geben diese Tabelle in der von Ferrel (Meteor. Res. part II, pag. 37) gewählten zweckmässigen Form.

**) „Sur la distribution des éléments météorologiques autour des minima et des maxima barométriques.“ Upsal, 1883.

auf eine Reproduktion der Diagramme, welche die Richtung der oberen Luftströmungen in den Gebieten der Cyklone und Anticyklone erläutern (Fig. 54 und 55).

Da die Bewegung der Cyklonen in Europa durchschnittlich nach Ost gerichtet ist, so können die Schemata Fig. 53 und 54 von Clem. Ley und Hildebrandsson bis zu einem gewissen Grade ohne Weiteres mit einander verglichen werden; man wird erkennen, dass sie in ihren Grundzügen vollkommen einander decken: beide beweisen für die oberen Regionen die Existenz einer stark ausströmenden Luftbewegung an der Vorderseite der Cyklone, während an der Rückseite die obere Strömung nahezu den unteren Isobaren parallel geht.

Dieses sind die Thatsachen! Wir vergleichen mit ihnen zunächst die Konsequenzen der in Theil 1 der obigen Argumentation ausgesprochene Annahme, dass in der Cirrus-Region eine rotirende Luftmasse in fortschreitender Bewegung begriffen sei; Fig. 51 soll diesem Zwecke dienen; sie ist in ganz ähnlicher Weise entstanden, wie Fig. 49, pag. 245, indessen wurde relativ zum Wirbelcentrum ein schwaches cyklonales Ausströmen, also eine Abweichung ψ' von etwa 100° vorausgesetzt und die fortschreitende Bewegung etwas kleiner angenommen, als die Windgeschwindigkeit. Die Aehnlichkeit der Fig. 51 mit 53 und 54 ist gar nicht zu verkennen, und in den peripherischen Theilen liegt der wesentlichste Unterschied nur darin, dass die Konstruktion für die Rückseite eine deutlich einströmende Bewegung ergibt, während nach der Beobachtung eher ein geringes Ausströmen, als ein Einströmen erfolgt. Diese Abweichung würde indessen verschwinden, wenn das normale Ausströmen (Linien \overline{ab}) um etwa 15° grösser und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit \overline{bc} , im Vergleich zu \overline{ab} , noch kleiner angenommen würde, wie es den natürlichen Verhältnissen vielleicht besser entsprechen mag. Die Thatsachen scheinen also obige Annahme zu bestätigen. Indessen ist ein wichtiges Moment noch nicht beachtet! Zeigt sich im barometrischen Minimum der oberen Luftschicht wirklich eine Luftbewegung von der Richtung und Stärke des fortschreitenden Wirbelcentrums? Die Chancen für eine entscheidende Beantwortung dieser Frage sind leider sehr gering, denn nur die Beobachtungen einer Anzahl sehr hochgelegener Gipfelstationen könnten bei passender Bewegung des Wirbelcentrums hierüber sicheren Aufschluss geben. Als unwahrscheinlich ist das Auftreten einer solchen Luftströmung schon deswegen zu bezeichnen, weil Cl. Ley direkt über dem barometrischen

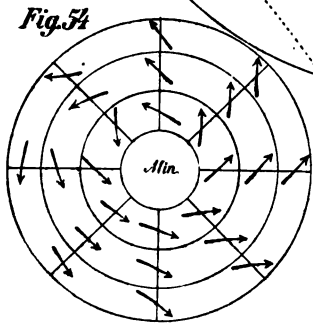
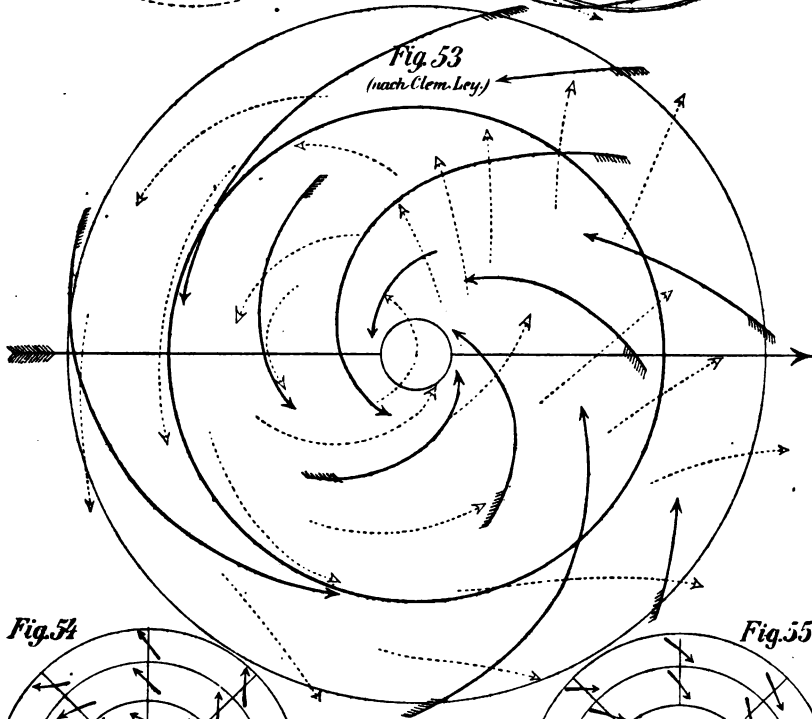
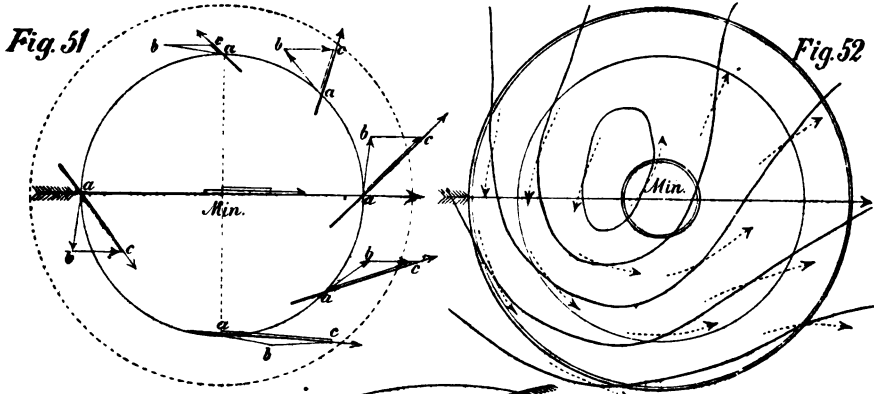
Minimum an der Erdoberfläche eine quer zur Bahn verlaufende obere Luftströmung anzunehmen sich veranlasst sah (Fig. 53).

Zum Aufgeben der obigen Annahme wird man sich leichter entschliessen, wenn sich für die eigenthümlichen, von Cl. Ley (und Hildebrandsson) festgestellten Thatsachen eine andere Erklärung geben lässt. Um auf eine solche zu kommen, erinnern wir uns des Einflusses, welchen die horizontale Temperaturvertheilung auf die Beziehung zwischen oberer und unterer Druckvertheilung ausüben muss (§ 56). Fig. 52 zeigt die oberen Isobaren, wie sie sich für die gewöhnliche Temperatur-Vertheilung durch Fig. 43, pag. 220 ergeben hatten; die Windpfeile in Fig. 52 resultiren aus der Annahme, dass die oberen Luftströmungen fast genau den oberen Isobaren sich anschliessen, in einer gewöhnlichen Cyklone aber überdies eine schwache ausströmende Bewegung besitzen. Man erkennt alsbald, dass das auf diese Weise gewonnene Windsystem Fig. 52 dem Clement Ley'schen Schema, Fig. 53, sogar noch wesentlich besser entspricht, als es bei demjenigen in Fig. 51 der Fall war; beispielsweise ergeben sich auch in ungezwungener Weise die quer zur Bahn gerichteten (südlichen) Luftströmungen in der Vertikalen über dem barometrischen Minimum an der Erdoberfläche, wie das Schema Fig. 53 sie aufweist.

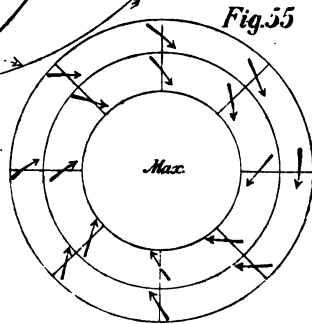
Die Verschiebung des barometrischen Minimums nach der Rück- oder Westseite des unteren Wirbelcentrums wird durch die von Elias Loomis ausgeführte Diskussion stündlicher Aufzeichnungen vom Mai und Juni 1873 auf dem 1900 m hohen Mt. Washington in Nordamerika in schönster Weise bestätigt.*) Durchschnittlich betrug die Verspätung der Minima und Maxima des Barometers gegen die korrespondirenden Extreme an der Basis-Station in 884 m Seehöhe nicht weniger als 3 Stunden. — Für den 4255 m hohen Pike's Peak in den Rocky Mountains ergab sich aus einer ähnlichen Untersuchung eine Verspätung von durchschnittlich 5,8 Stunden gegen die 1792 m hohe Station Colorado Springs am Fusse des Pike's Peak. Loomis fasst die Resultate seiner Untersuchung in folgende Sätze zusammen:

„In einer Höhe von 2000 Metern cirkuliren die Luftströmungen um ein barometrisches Minimum in derselben Weise, wie unten an der Erdoberfläche, aber die Lage des Minimums weicht häufig von derjenigen an der Erdoberfläche in merklicher Weise ab, und

*) Contributions to meteorology, 10th paper; by Elias Loomis, Prof. of Natural Philosophy in Yale College. American Journ. of Science and Arts Vol. XVIII, Jan. 1879.



nach
(Hildebrandsson.)



bisweilen zeigen sich unten barometrische Minima, welche von Cirkulationen herrühren, die bis zur Höhe von 2000 m nicht hinaufreichen.“

„In einer Höhe von etwa 4300 Metern sind die Schwankungen des Barometers ziemlich gross, aber die Centra niedrigen Druckes zeigen andere Lagen, als diejenigen an den unteren Stationen, so dass häufig nur eine schwache Verknüpfung zwischen den Luftströmungen auf dem Pike's Peak und den Barometerschwankungen der niedrigeren Niveaux zu bestehen scheint; und häufig findet man unten barometrische Minima, deren zugehörige Windsysteme bis zur Höhe von 4300 Metern nicht mehr hinaufreichen.“

Bis zu einem gewissen Grade dürfte hiermit die pag. 249, unten, aufgeworfene Frage auch ihre Beantwortung gefunden haben; Alles in Allem betrachtet ergibt sich zu dem Satze pag. 246 die folgende Ergänzung: Für höhere Schichten der Atmosphäre ist die Fortpflanzung der Cyklonen nach Art einer Wellenbewegung zwar nicht als zweifellos bewiesen, jedoch als in hohem Grade wahrscheinlich zu betrachten; es ist also anzunehmen, dass die Luftbewegung stets der Druckvertheilung des betreffenden Niveau's vollkommen entspricht, so zwar, dass die Lufttheilchen im Allgemeinen den Isobaren folgen und dabei den höheren Luftdruck (in höheren Breiten der nördlichen Hemisphäre) zu ihrer Rechten haben.

63. Allgemeine Erfahrungsergebnisse bezüglich der Ortsveränderung der Cyklonen. Das Studium und die stetige Verfolgung der atmosphärischen Phänomene hat bezüglich der Ortsveränderungen der Cyklonen folgende allgemeine Thatsachen an's Licht gebracht:

1. In mittleren und höheren Breiten (ausserhalb 35°) geschieht die Fortpflanzung der Cyklonen vorwiegend in der Richtung von West nach Ost, wobei ausserdem häufiger eine kleine polare, als eine äquatoriale Komponente der Bewegung sich bemerkbar macht.

2. In der tropischen Zone erfolgt das Fortschreiten im Allgemeinen nach Westen; ausserdem zeigt sich, wie in höheren Breiten, eine „Polartendenz“ der Cyklonen.

Anmerkung: Die auf den grossen Weltmeeren westwärts fortschreitenden tropischen Wirbel überschreiten häufig die Grenze zwischen der vorherrschend westlichen und östlichen Bewegungsrichtung, so dass im westlichen Theile der Ozeane in gewissen Jahreszeiten nicht selten ein Umbiegen der Cyklonenbahnen

beobachtet wird. Ein kleiner Procentsatz der Cyklonen höherer Breiten kann deshalb als den Tropen entstammend betrachtet werden. (Man vergl. hierüber auch die Karte der Häufigkeit und mittleren Zugstrassen barometrischer Minima am Schlusse des Buches.)

3. Ausgedehnte Gebiete hohen und niederen Druckes beeinflussen die Bewegung der Depressionen, indem eine Depression mit der grössten Leichtigkeit in der Richtung wandert, bei welcher sie den höchsten Druck auf der rechten Seite ihrer Bahn hat (nördliche Hemisphäre! — für die südliche ist zu setzen: „auf der linken Seite“).

[Clement Ley in „The Laws of the Winds, prevailing in western Europe“, pag. 15.]

4. Im nördlichen Theile von Nordamerika erfolgt das Fortschreiten der barometrischen Minima mit weit grösserer Geschwindigkeit, als in Europa und auf dem Atlantischen Ocean.*

Letztere Thatsache hat Prof. Elias Loomis festgestellt (Contributions to meteorology, 10th paper); nach den von Loomis mitgetheilten Zahlen (welchen die Beobachtungen von 6²/₃ Jahren zu Grunde liegen), und nach neueren Untersuchungen von Dr. van Bebbér**) (welche auf 5 Jahre sich erstrecken) ergeben sich für die einzelnen Monate und das Jahr folgende Durchschnittsgeschwindigkeiten (in Metern pro Sekunde):

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dec.	Jahr
Nordamerik.	13,4	13,4	13,6	11,5	10,5	10,1	11,8	9,1	9,9	10,5	12,2	14,1	11,7 m
Europa	7,8	8,0	7,8	7,2	6,6	7,4	6,4	6,3	7,7	8,5	8,3	8,1	7,4 m
Atl. Ocean	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	7—8 m

Diese Tabelle beweist ferner noch folgende Thatsache:

5. Die Geschwindigkeit des Fortschreitens barometrischer Minima ist (sowohl in Nordamerika, als auch in Europa) grösser in der kalten, als in der warmen Jahreszeit. Der Unterschied beläuft sich auf ungefähr 15⁰/₀.

6. In Westeuropa verfolgen die barometrischen Minima im Sommer fast ausschliesslich die von den britischen Inseln aus nach NE sich erstreckenden Zugstrassen,

*) Als Zusatz könnte man noch aussprechen: Die Richtung des Fortschreitens weicht in Europa von der rein östlichen weit häufiger ab, als in Nordamerika. (Köppen: Oesterr. Zeitschr. XVII, pag. 257.)

**) Einl. zur Monatl. Witterungsübersicht der deutschen Seewarte, 1881.

während im Winter, Frühling und Herbst auch sehr häufig die nach Ost oder SE gerichteten Strassen eingeschlagen werden.*) Demnach wird der stark sich erwärmende Kontinent im Sommer von den Cyklonen geradezu gemieden; überhaupt kann man schliesslich noch konstatiren:

7. Bis zu einem gewissen Grade folgen die barometrischen Minima auch dem Verlaufe der Isothermen, indem sie auf der nördlichen Hemisphäre das Gebiet höherer Temperatur auf der rechten Seite ihrer Bahn liegen lassen.

(Nach pag. 15 des mehrfach citirten Werkes von Clem. Ley würde das Fortschreiten unter einem Winkel von 45° gegen die Isothermen erfolgen, und zwar so, dass die Minima in das Gebiet niedriger Temperatur eindringen.)

64. Ursachen der Ortsveränderungen cyklonaler Windsysteme. Eine Auffassung bezüglich der Art und Weise, in welcher die Fortpflanzung atmosphärischer Wirbel sich vollziehen könnte, haben wir in § 62 bereits kennen gelernt: es ist diejenige Vorstellung, derzufolge die Wirbel von dem allgemeinen Luftstrom, innerhalb dessen sie sich entwickelt haben, einfach fortgetragen werden; als maassgebend betrachtet Ferrel hierbei die Strömungen in den höheren Schichten der Atmosphäre, welche den aktiven Theil der Cyklone enthalten. Im Grossen und Ganzen vermag diese Auffassung die Vorgänge in der Natur recht gut zu erklären, unter Anderem z. B. die bedeutungsvolle Thatsache des Umbiegens der Cyklonenbahnen (Satz 1 und 2, pag. 252); denn pag. 203 haben wir erkannt, dass beispielsweise über dem Nordostpassat ein südöstlicher Wind existirt, welcher in der Nähe des Aequators wahrscheinlich bis zu den höchsten Schichten der Atmosphäre sich erstreckt, mit zunehmender Breite aber schnell an Höhe abnimmt, indem er in SW- oder WSW-Wind übergeht.

Gegen diese Auffassung der Ortsveränderung atmosphärischer Wirbel ist indessen vor Allem der Einwand zu erheben, dass dieselbe (nach den Betrachtungen in § 62) dem Wesen dieser Orts-

*) Cl. Ley hat auch diese, durch neuere Untersuchungen bestätigte Thatsache schon erkannt, indem er pag. 47 seines schon citirten Werkes folgenden, den wahren Sachverhalt übertreibenden Satz aufstellte: „Die mittleren Bahnen der barometrischen Minima erstrecken sich in Westeuropa in den kälteren Monaten nach SE, in den wärmeren nach NNE.“

veränderung nicht entspricht; in ihrer einfachsten Gestalt wird man sie also wohl nicht aufrecht erhalten können; später kommen wir darauf zurück.

Kaum ist daran zu zweifeln, dass die in Rede stehende einfache Vorstellung schon ebenso alt ist, wie die Erkenntniss der Existenz der grossen atmosphärischen Wirbel. Bei dem genaueren Studium dieser Phänomene, wie es besonders von Mohn in seinem Storm-Atlas*) durchgeführt wurde, gelangte man zu einer besseren Würdigung aller Vorgänge im Schoosse der cyklonischen Wind-systeme (§ 57—59); zu der Ueberzeugung ferner, dass die Fortpflanzung derselben mit derjenigen einer Welle zu vergleichen sei (§ 62), und glaubte deshalb auch, in rationellerer Weise die Ursachen der Ortsveränderung in denselben Vorgängen erblicken zu müssen, welche die Fortdauer der Cyklonen bedingen; so entstand die physikalische Theorie der Ortsveränderungen atmosphärischer Wirbel, welche später von Guldberg und Mohn sogar in mathematischer Form ausgebaut worden ist. Ihr zufolge besteht die Fortpflanzung einer Cyklone in einer fortwährenden Neubildung derselben durch die Verringerung des Luftdrucks an der Vorderseite, welche durch die dort einströmende warme und wasserdampfreiche Luft hervorgerufen wird; die zur Erhaltung und Erneuerung der Cyklone geeignete Luft wird von diesen Autoren in ihren *Études sur les mouvements de l'atmosphère* als „*l'air alimentaire*“ bezeichnet, im Gegensatze zu „*l'air remplissant*“, welche den aufsteigenden Luftstrom nicht zu nähren vermag.

Versuchen wir nun, die physikalische Hypothese an den That-sachen zu prüfen, so ergiebt sich zunächst, dass das allgemeine Faktum (Satz 1, pag. 252) mit dieser Hypothese ebenso gut harmonirt, wie mit der Ferrel'schen Vorstellung; denn auf der Ostseite tritt durch die äquatorialen Winde durchschnittlich wärmere und an Wasserdampf reichere Luft in den Centralraum der Cyklone ein.

Anders verhält es sich mit dem Faktum Satz 2; um das Fortschreiten der tropischen Wirbel nach Westen zu erklären, müssen die exklusiven Vertreter der physikalischen Hypothese zu der gekünstelten Vorstellung greifen, dass die wärmere Luft erst nach einer Rotation von 180° zur Wirksamkeit gelange, indem sie erst auf der Westseite den aktiven, höher gelegenen Theil der Cyklone erreicht.

*) Det Norske Meteorologiske Instituts Storm-Atlas, udgivet med Bistand af Videnskabselskabet i Christiania, af H. Mohn. Christiania, B. M. Bentzen, 1870.

Ebenso bleibt Satz 3 vom Standpunkte der physikalischen Theorie unverständlich.

Das vierte Faktum vermag die physikalische Theorie wieder ganz gut zu erklären, denn im Allgemeinen muss die Temperatur- und Feuchtigkeitsdifferenz zwischen Ost- und Westseite in Nordamerika grösser sein, als in Europa, wo die südlichen Winde grossentheils dem Kontinente entstammen. — Ebenso verhält es sich mit der fünften Thatsache, denn in beiden Welttheilen ist die Temperatur-Aenderung mit wachsender Breite im Winter grösser als im Sommer.

Dahingegen widersprechen die unter 6. (und 7.) hervorgehobenen Thatsachen gänzlich dem, was man nach der physikalischen Hypothese erwarten sollte, denn nach der durchschnittlichen Temperaturvertheilung verlaufen in Westeuropa die Isothermen vom atlantischen Ocean aus im Winter nach SSE, im Sommer nach NE, wie es ja wegen der bedeutenden Jahresperiode der Temperatur im asiatisch-europäischen Kontinente geschehen muss (man vergl. die Tafeln am Schlusse des Buches); demnach sollte das Fortschreiten der Cyklonen gerade im Sommer nach SE erfolgen.

Betrachten wir ferner noch einen bestimmten Fall, welcher in der Monatlichen Witterungsübersicht der Seewarte in folgender Weise beschrieben ist: „Am Morgen des 9. Juni (1884) war im Südosten von Centraleuropa ein Depressionsgebiet aufgetreten, dessen Ursprung wahrscheinlich auf die Adria zurückzuverlegen ist. In der Südhälfte Deutschlands bedingte diese Depression überall mässige westliche Winde mit wolkigem, kühlem Wetter und Regenfällen; im Norden dagegen war der Himmel vorwiegend heiter, und insbesondere zeichnete sich der Nordosten durch heiteres und auffallend warmes Wetter aus, indem die Morgentemperatur dort gegen 20° betrug, während im Nordwesten nur 12° bis 14° beobachtet wurden. Man hätte nun glauben sollen, dass die Depression von diesem Gebiete mit warmer, aufgelockerter Atmosphäre würde angezogen werden! Die Thatsachen erweisen aber das Gegentheil: denn das Minimum war am 9. im Begriff, genau nordwärts fortzuschreiten; unmittelbar vor dem warmen Gebiete wandte es sich aber plötzlich nach Westen und führte dem nordwestlichen Deutschland ungewöhnlich reiche Regenfälle zu, während im äussersten Nordosten gar kein Regen fiel, und die Temperatur sogar noch eine weitere Steigerung erfuhr.“

Ein ganz ähnlicher Vorgang wiederholte sich am 23. Juni, indem — bei ungewöhnlich hoher Temperatur in Nordrussland —

eine nordwärts wandernde Depression sich in den russischen Ostseeprovinzen nach WNW wandte und innerhalb der skandinavischen Halbinsel zum Erlöschen kam.

Diese beiden Fälle verdienen um so mehr beachtet zu werden, als das Fortschreiten der barometrischen Minima in einer ganz ungewöhnlichen Richtung: nach NW erfolgte.

Da nun ähnliche Vorgänge, dem Satze 7 entsprechend, sich gar nicht selten ereignen, so kann unmöglich der Einfluss der Temperatur-Vertheilung immer so aufgefasst werden, wie die physikalische Theorie es verlangt. Als bald kommen wir hierauf zurück, indem wir zunächst noch zu prüfen suchen, in welchem Grade der Einfluss der Feuchtigkeit und des Regens im einzelnen Falle sich bemerkbar macht.

Die relative Feuchtigkeit gehört zu denjenigen Elementen, welche in der austübenden Witterungskunde am wenigsten Beachtung finden, so dass von hervorragender Seite die Entfernung der Feuchtigkeitsangaben aus den meteorologischen Telegrammen in Vorschlag gebracht worden ist. Vielleicht verdient indessen dieses Element eine solche Zurücksetzung nicht; denn eine vor mehreren Jahren ausgeführte, aber nicht veröffentlichte Untersuchung hat ergeben, dass 1) die gebräuchliche Feuchtigkeitsbestimmung keineswegs einen so lokal gefärbten Charakter trägt, wie man meistens anzunehmen scheint, und 2) ein unmittelbarer Zusammenhang der Feuchtigkeitsvertheilung mit dem Fortschreiten der Cyclonen in vielen Fällen nicht zu verkennen ist. Die Karten auf Tafel IV und V, in welchen die Gebiete mit mehr als 90% Feuchtigkeit dunkel schraffirt, und gleichzeitig die Bahnen des Minimums in den folgenden 24 und 48 Stunden angegeben sind, werden diese Behauptung rechtfertigen; man erkennt, dass das Gebiet mit hohem Feuchtigkeitsgehalt in diesen Fällen gewissermaassen eine Gasse bildet, innerhalb dessen das Centrum der Cyclone fortschreitet. Etwa 20 andere Karten ergaben ein ähnliches, wenn auch nicht immer so eklatantes Resultat.

Der Einfluss des Regenfalles auf das Fortschreiten der Cyclonen ist besonders eingehend von Loomis untersucht worden, und gerade die erste seiner interessanten (nunmehr auf die Zahl von 20 angewachsenen Abhandlungen beschäftigt sich insbesondere mit dieser Frage; als Grundlage dienten die Wetterkarten des Signal-Office für 7^{1/2} Morgens, von den Jahren 1872 und 1873. Die Gesamtzahl der Sturmbahnen wurde nach der Geschwindigkeit des Fortschreitens in 4 Klassen gebracht; aus 152 Fällen ergab sich folgendes Resultat:

Geschwindigkeit, miles pro Stunde	39	28	22	15
Erstreckung der Regen-Area in miles	590	548	503	365

(die Messung des Regens bezog sich auf die vorhergehenden 8, die Bahn der Cyklone auf die nächsten 24 Stunden).

„Diese Zahlen zeigen deutlich, dass im Allgemeinen, wenn der Sturm mit der grössten Geschwindigkeit fortschreitet, die Regen-Area sich bis zu einer ungewöhnlichen Entfernung auf der östlichen Seite der Cyklone ausdehnt; die Geschwindigkeit des Fortschreitens wächst in rascherem Verhältniss, als die Erstreckung der Regenzone zunimmt.“

Loomis untersucht nun auch den Einfluss der Richtung, nach welcher das Regengebiet sich am weitesten ausdehnte. „Die Regen-Area hat gewöhnlich eine ovale Form. In jeder solchen ovalen Regen-Area zog ich eine Diagonale, welche ihren grössten Durchmesser darstellte, und maass den Winkel derselben mit dem Meridian. Ich unterschied die Fälle, in welchen die Cyklonen eine nördlichere Richtung einschlugen, von jenen, in welchen dieselbe südlicher war, und bestimmte dann die mittlere zugehörige Richtung der längsten Erstreckung des Regen-Gebietes. Es ergaben sich folgende Mittelwerthe:.

Richtung der Bahn N 40°E; Grosse Axe der Regen-Area N 53°E
 „ „ „ N 116°E; „ „ „ „ N 118°E

Man ersieht hieraus, dass die mittlere Richtung der Cyklonen-Bahn innerhalb der nächsten 24 Stunden sehr nahe zusammenfällt mit der Richtung der grössten Ausdehnung des Regen-Gebietes in den vorhergehenden 8 Stunden.“

Hieraus schliesst Loomis: „Das Fortschreiten der Cyklone nach Osten ist nicht dem Einflusse einer oberen westlichen Strömung zuzuschreiben, vielmehr verfolgt die Cyklone ihren eigenen Weg, indem sie infolge der stärkeren Kondensation der Wasserdämpfe auf der östlichen Seite nach E fortschreitet.“

Später beschäftigt sich Loomis noch häufig mit demselben Gegenstande, besonders in der 7., 17. und 18. Abhandlung. In der 17. findet man eine Karte, in welcher für alle untersuchten Fälle die Lage der Regen-Gebiete in Bezug auf das Centrum der Cyklone angegeben ist; fast alle Positionen der Regen-Centra fallen in die Ostsüdosthälfte der Cyklone.

„Es zeigt sich, dass während des ganzen, 37 Monate umfassenden Zeitraumes, in welchem 3 mal tägliche Beobachtungen publicirt wurden, unter 74 Fällen grosser Regen-Cyklonen nur 6 Fälle vor-

kamen*), in welchen das Haupt-Regencentrum im Südwesten des barometrischen Minimums gelegen war, und in jedem dieser Ausnahmefälle bildete die niedrigste Isobare ein Oval, dessen grösster Durchmesser 3—5 mal grösser war, als der kürzeste, und die Richtung NE—SW hatte. Das Haupt-Regencentrum schien im südwestlichen Theile dieses Ovals zu liegen; häufig bemerkte man aber, gleichzeitig auch in dessen nordöstlichem Theile ein Regencentrum von geringerer Intensität, aber von gleicher oder grösserer geographischer Ausdehnung, woraus hervorgehen dürfte, dass eine und dieselbe Regenhöhe im nördlichen Theile der Vereinigten Staaten einen stärkeren Einfluss auf das barometrische Minimum ausübt, als im südlichen Theile.“

„Wir finden ferner 4 Fälle, in welchen das Haupt-Regencentrum im Nordwesten des barometrischen Minimums sich befand; in 3 von diesen Fällen bewegte sich die Cyklone in der That nach NW**) (der vierte Fall bildete nur eine scheinbare Ausnahme, indem nur eine Station mit sehr grossem Regenfall im Westen des Minimums für die Lage des Regencentrums den Ausschlag gab . . .).“

„Wir sehen also, dass während des ganzen Zeitraums die Haupt-Regencentra gewöhnlich nahezu in der Richtung des vorherrschenden Fortschreitens der Cyklone gelegen waren . . . Wenn wir aber jeden Fall einzeln betrachten, so finden wir Anomalien, welche anzudeuten scheinen, dass entweder die Stationen zu weit von einander entfernt sind, um deutlich die Form und Lage der Regen-Gebiete zum Ausdrucke zu bringen, oder dass ausser der Vertheilung des Regenfalles noch andere Momente auf das Fortschreiten der Cyklone einwirken***), so z. B. die

*) Alle Fälle, in denen ein Regencentrum weiter als 500 miles vom barometrischen Minimum entfernt war, wurden ausgeschlossen.

**) Dem gegenüber hat Köppen in einer längeren „Untersuchung über die Witterungsverhältnisse zwischen dem Felsengebirge und dem Ural in den Monaten Januar bis März 1878“ (aus dem Archiv der deutschen Seewarte Nr. 3, pag. 40) Gelegenheit gefunden, für die Gegend im Nordosten der Vereinigten Staaten ein gänzlich abweichendes Verhalten eines cyklonischen Windsystemes sicher zu konstatiren; die Abhandlung schliesst mit den Worten: „Es steht also die der gewöhnlichen Erfahrung und Theorie so widersprechende stetige Fortpflanzung einer grossen Depression westwärts gegen ein Gebiet mit wolkenlosem Frostwetter für den 22. und 23. März 1878 ausser Zweifel“.

***) Uebrigens spricht sich Loomis schon in der 7. Abhandlung, vom Jahre 1877, in ähnlicher Weise aus: „Der Regen ist weder die Hauptursache der Entstehung, noch diejenige der Ortsveränderung barometrischer Depressionen.“

Vertheilung des Luftdruckes, der Temperatur und Feuchtigkeit, nicht allein innerhalb der Cyklone, sondern auf einem grösseren, dieselbe einschliessenden Gebiete.“

In der 18. Abhandlung macht Loomis auf einen wichtigen Umstand aufmerksam: „Wir finden, dass südlich von 36° Breite ein Regenfall von 2 Zoll (= 50 mm) in 8 Stunden viermal so häufig vorkommt, wie im Norden dieses Breitengrades. Auch sind diese grossen Regenfälle im Allgemeinen nicht von einer irgendwie erheblichen Depression des Barometers begleitet; aber man bemerkt um das Regengebiet herum eine cyclonische Bewegung der Winde, welche von einer geringen Depression des Barometers begleitet ist. (In einigen wenigen Fällen ist der Barometerstand höher, als der normale; die cyclonische Bewegung ist nicht deutlich ausgeprägt, und die Winde scheinen unter dem Einflusse eines nördlicher gelegenen barometrischen Maximums zu stehen.)“

Auch für Europa hat Loomis die Umstände, unter welchen ergiebige Regenfälle zu Stande kommen, genauer geprüft: „Im südlichen Europa ist ebenso wie im südlichen Nord-Amerika der Einfluss eines starken Regens auf ein Centrum niedrigen Druckes nicht sehr entschieden ausgeprägt, während dieser Einfluss im nördlichen Theile der vereinigten Staaten im Allgemeinen ganz augenfällig und deutlich ist. In den Vereinigten Staaten bildet der Breitenkreis für 36° die Grenze zwischen den beiden Klassen von Fällen, in Europa aber scheint letztere in 48° Breite zu liegen“ (Contrib. to Met., 18th paper).

Die Erklärung der zuletzt erwähnten Vorgänge dürfte in den, in § 68 zu besprechenden Phänomenen zu finden sein. — Zunächst haben wir zu konstatiren, dass auch Loomis schon seit einer Reihe von Jahren nicht mehr ausschliesslich den Kondensationsprocess als die Ursache der Ortsveränderungen atmosphärischer Wirbel betrachtet.

Im Jahre 1882 hat Dr. Köppen*) bei Gelegenheit einer Besprechung der bereits citirten Abhandlung „von Clem. Ley („The Laws of the Winds etc.“) folgenden Satz aufgestellt:

Die Fortpflanzung der barometrischen Depressionen geschieht annäherungsweise in der Richtung der nach ihrer Gesamt-Energie innerhalb der Depressionen überwiegenden Luftströmung.

*) „Ueber den Einfluss der Temperatur-Vertheilung auf die oberen Luftströmungen und auf die Fortpflanzung der barometrischen Minima.“ Annalen d. Hydr. etc., Heft XI, pag. 661.

Zusatz: Da die Bewegungsverhältnisse in verschiedenen Höhen des Wirbels verschieden sind, so ist für die Fortpflanzung des Wirbels nicht der Bewegungszustand der untersten Schicht, sondern jener der Gesammtheit der Schichten maassgebend; für den letzteren kann im Allgemeinen der Bewegungszustand einer gewissen mittleren Schicht eingesetzt werden, deren Höhe noch zu bestimmen ist.

Wir wollen diese Sätze zunächst durch ein Beispiel zu erläutern suchen.

Die in Tafel VI veranschaulichte Cyklone vom 25. Okt. 1882, welche im Nordseegebiete viel Unheil angerichtet hat, war durchaus excentrisch gestaltet: die Gradienten an der ESE-Seite des Minimums übertrafen in hohem Grade diejenigen an der entgegengesetzten Seite. Und diese Druckvertheilung war nicht etwa auf die untersten Schichten der Atmosphäre beschränkt, denn die Temperatur zeigte im ganzen Gebiete der Depression ungewöhnlich geringe Differenzen, indem die Angaben nur zwischen 6° und 10° Cels. varirten. Hieraus ist zu schliessen, dass nicht nur an der Erdoberfläche, sondern bis zu einer beträchtlichen Höhe aufwärts die südliche Luftströmung in hohem Grade das Uebergewicht hatte. Obiger Hypothese zufolge musste somit die Cyklone nicht wie gewöhnlich nach Osten, sondern nach Norden fortschreiten, und in der That finden wir sie am folgenden Tage nahezu auf demselben Meridian im südlichen Norwegen.

Nehmen wir ferner an — was in Wirklichkeit nur selten vorkommt — dass eine Depression an der Erdoberfläche vollkommen kreisförmige und concentrische Isobaren aufzuweisen habe, so würde bei überall gleicher Temperatur nach vorstehenden Sätzen keinerlei Anlass zur Ortsveränderung vorhanden sein. Wenn dagegen die Temperatur in der Horizontalebene nach einer bestimmten Richtung eine allgemeine Abnahme zeigt, so ist die unten reguläre Cyklone — wie wir es an Fig. 43 erkannt haben — in der Höhe excentrisch; denn hier müssen in der wärmeren Hälfte der Depression die unteren Gradienten in verstärktem Grade zum Vorschein kommen, während sie in der kälteren Hälfte eine bedeutende Abschwächung erfahren.

Da nun die Luftströmungen der Höhe nahezu den oberen Isobaren folgen, so wird die Cyklone die Tendenz gewinnen, in der Richtung der Isothermen fortzuschreiten, und zwar so, dass (auf der nördlichen Hemisphäre) die niedrigere Temperatur auf der linken Seite der Cyklonen-Bahn anzutreffen ist. *)

*) Dieses Resultat ist identisch mit dem pag. 254 aufgestellten Erfahrungssatze 7.

Durch Vermittelung der oberen Schicht spielt also hohe Temperatur bei der Ortsveränderung der Cyklonen dieselbe Rolle, wie hoher Luftdruck.

Trifft nun eine excentrische Gestaltung in den unteren Schichten der Cyklone mit einer allgemeinen horizontalen Temperatur-Aenderung zusammen, so wird die Cyklone am schnellsten fortschreiten, wenn die Richtung der grössten Druckabnahme mit derjenigen der grössten Temperatur-Abnahme zusammenfällt, denn hierdurch wird die Excentricität in der Höhe verstärkt; die Richtung des Fortschreitens kann in diesem Falle nicht zweifelhaft sein. Weicht aber die Richtung des allgemeinen thermischen Gradienten ab von derjenigen des grössten barischen Gradienten an der Erdoberfläche, so wird die Cyklone eine mittlere Richtung einschlagen, indem sie weder den stärksten Winden an der Erdoberfläche, noch den Isothermen in der oben präcisirten Weise ausschliesslich folgt; — dieses Alles natürlich unter der Voraussetzung, dass obige Hypothese sich vollkommen bewährt!

Betrachten wir indessen zunächst die theoretische Fundirung der Köppen'schen Hypothese! Um dieselbe plausibel zu machen, brauchte man vielleicht nur darauf hinzuweisen, dass sie im Grunde nur eine Modifikation der von Ferrel vertretenen Auffassung (pag. 254) repräsentirt; ihre Vorzüge vor jener Auffassung bestehen darin, dass sie 1) mit gewissen Thatsachen nicht in Konflikt geräth (pag. 246), und 2) ihrer Anwendung nach bequemer ist, indem man ihr zufolge nicht mehr nach dem allgemeinen Luftstrom, der die Cyklone forttragen soll, zu suchen hat; denn bei dem enormen Umfange und der relativ verschwindend geringen Höhe vieler Cyklonen wird es überhaupt schwierig, jene Vorstellung mit der Phantasie zu erfassen.

Insofern nun aber überhaupt Bedenken rege werden, ob die Ferrel'sche Vorstellung, vom mechanisch-physikalischen Standpunkte betrachtet, mit Köppen's Hypothese zur Deckung zu bringen sei, erhebt sich auch die Nothwendigkeit einer anderen theoretischen Begründung letzterer Hypothese. Eine solche hat nun aber Köppen bereits im Jahre 1880 gegeben und in einem längeren Artikel in der Oesterr. Zeitschr. (XV, pag. 41) ausführlich erörtert; dem Princip nach lässt sie sich in folgender Weise wiedergeben.

Denkt man sich die excentrische Depression vom 25. Oktober 1882 (Taf. VI) in Ruhe und durch einen nach ESE verlaufenden Axial-Schritt (*ab*) in zwei Hälften zerlegt, so sind beide Hälften hinsichtlich der Druckvertheilung als identisch zu betrachten. Anders verhält es sich mit der Luftbewegung; ein Lufttheilchen,

welches in der Süd- (richtiger: SSW-) Hälfte der Depression der Schnittlinie \overline{ab} sich nähert, steht unter dem Einflusse stets wachsender Gradienten, während ein Lufttheilchen in der Nordhälfte durch seine jeweilige Bewegung in Gebiete mit schwächeren Gradienten geführt wird. Nimmt man z. B. an, dass ein Lufttheilchen in der ruhend gedachten Cyklone von c nach d geführt werden würde, wenn die Grösse der Gradienten in d noch dieselbe wäre, wie in c , so muss es bei der wirklich vorhandenen Druckvertheilung nach einem weiter rechts gelegenen Punkte d' gelangen, indem jetzt seine Tendenz, in einem Trägheitskreise zu fliessen, in einem höheren Grade sich geltend machen kann. Im Vergleiche zu einer cirkular-koncentrischen Cyklone werden in dieser Weise sämtliche Lufttheilchen der Nordhälfte sich von der Schnittlinie \overline{ab} entfernen; diejenigen in der Südhälfte dagegen werden dieser Linie relativ näher rücken. Dadurch wird aber in der Nordhälfte eine Vertiefung, in der Südhälfte eine theilweise Ausfüllung der Cyklone hervorgerufen; das ganze Windsystem wird sich daher nach NNE verlagern müssen, also eine Verschiebung erleiden, welche mit der Richtung der stärksten Luftbewegung zusammenfällt.

Köppen's mathematische Behandlung dieses Problems stützt sich auf die Formeln von Guldberg und Mohn (pag. 119), aus welchen hervorgeht, dass die Geschwindigkeit des Einströmens ($V \cos \psi$) in der hinteren Hälfte einer excentrischen Depression grösser ist, als in der vorderen, weil die Beschleunigung a hinten einen positiven, vorne einen negativen Werth hat. — Wünschenswerth wäre eine theoretische Behandlung, bei welcher gleichzeitig die Geschwindigkeit des Fortschreitens in Betracht gezogen würde.

Ist eine Depression unten nicht excentrisch gestaltet, so wird dieses — wie wir oben sahen — in einiger Höhe über der Erdoberfläche der Fall sein (Fig. 43); für die Fortpflanzung der Depression ist alsdann, gemäss der Köppen'schen Erklärung, diese obere Druckvertheilung, und somit indirekt die allgemeine Temperatur-Vertheilung maassgebend (vergl. pag. 261).

In wesentlich anderer Weise hat Herr Baumeister M. Möller letzteres Faktum zu erklären versucht. „Es sei als Thatsache angenommen, dass eine tiefe Depression besteht, dass ferner in der Höhe ein allgemeiner mittlerer Gradient vorhanden ist.“ . . . „Als erste Ursache der fortschreitenden Bewegung der Depression ist nun die (durch den oberen Luftstrom bewirkte) Verbreitung der im Centralraume emporgestiegenen und durch Kondensation (relativ) erwärmten Luft nach vorne hin anzusehen. Die wärmere Luft

ersetzt kühlere Schichten und bedingt infolgedessen am Erdboden ein Fallen des Barometers.“

Die „zweite Ursache“ dürfte wohl nur im Rahmen der Original-Abhandlung verständlich sein. Es sei deshalb auf diese verwiesen („Beziehungen zwischen dem Ober- und Unterwinde einer Depression und den aus diesen resultirenden Wolkenformen;“ *Annal. der Hydrographie*, X. Bd. 1882, pag. 212—226).

Indem wir nun Köppen's Theorem an den Thatsachen zu prüfen versuchen, finden wir zunächst, dass dasselbe alle in § 63 angeführten Erfahrungssätze zu begründen vermag; Satz 3) ist eigentlich nur ein anderer Ausdruck für dieses Theorem, insofern die Druckvertheilung an der Erdoberfläche die Ortsveränderung der Cyklone bestimmt. Die Sätze 1. und 2. bilden aber im Grunde nur einen Specialfall des Satzes 3, denn in etwa 30° — 35° N. Br. lagern über den Ozeanen fast ununterbrochen Gebiete hohen Luftdruckes (barometrische Maxima), welche den Karten Taf. XVI und XVII zufolge besonders im Sommer deutlich ausgeprägt sind; gerade im Sommer (und Herbst) treten aber die tropischen Cyklonen am häufigsten auf; an der Südseite des Maximums wandern dieselben nach Westen, an der Westseite nach Nord, an der Nordseite nach Osten.

Satz 4. und 5. finden insofern ihre Erklärung, als die thermischen Gradienten im östlichen Theile der Vereinigten Staaten Nordamerikas grösser sind, als in Europa, und im Winter hüben und drüben grösser als im Sommer.

Aber auch die unter 6. aufgeführte Thatsache ist hiermit vollkommen erklärt, indem die Cyklonen nach dem nunmehr verständlichen Erfahrungssatze 7. nahezu den Isothermen folgen müssen, wenn die Druckvertheilung an der Erdoberfläche nicht wesentlich modificirend auf dieses Moment einwirkt. — Ferner erklärt sich nach Köppen's Theoremen vollkommen das eigenthümliche, auf pag. 256 beschriebene Verhalten einzelner Phänomene; denn über den relativ warmen Gebieten muss in einiger Höhe über der Erdoberfläche ein barometrisches Maximum existiren, an welchem nach Satz 3. die Cyklone gewissermaassen abgeleitet, indem sie versucht, das Maximum im Sinne des Uhrzeigers zu umkreisen.

Eine andere, gar nicht selten zu beobachtende Thatsache, welche als Stütze des Köppen'schen Satzes angeführt werden kann, ist folgende: Wenn innerhalb eines grösseren Depressionsgebietes zwei barometrische Minima vorhanden sind, so bewegen sich beide in der Regel in vollkommen oder nahezu entgegengesetzten Richtungen und zwar derart, dass sie — wie Fig. 56 andeutet —

gewissermaassen um ihren gemeinschaftlichen Schwerpunkt rotiren (auf der nördlichen Hemisphäre in dem der Drehung des Uhrzeigers entgegengesetzten Sinne). Der Grund dieses Vorganges liegt nach Obigem darin, dass die Gradienten und Luftströmungen beider Wirbel naturgemäss an den einander zugewandten Seiten am schwächsten sind.

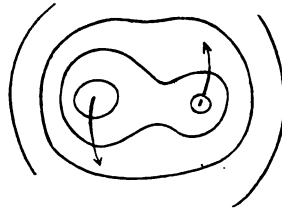
Ueberhaupt hat sich das in Rede stehende Princip sowohl bei Special-Untersuchungen, als auch in der täglichen Praxis seither im Allgemeinen recht gut bewährt. In ersterer Hinsicht

ist besonders die sehr eingehende Untersuchung des Herrn Dr. van Bebber: „Typische Witterungserscheinungen“ im V. Jahrgange (1882) des Archivs der deutschen Seewarte hervorzuheben. Die Methode bestand darin, dass für den Zeitraum 1876—1880 die bedeutenderen Cyclonen nach den Zugstrassen (Taf. XIV) geordnet, und für je 3 auf einander folgende Positionen der Minima aus allen analogen Fällen die Mittelwerthe der meteorologischen Elemente gebildet wurden; von letzteren kamen hauptsächlich Luftdruck (und Luftdruckänderung), Temperatur (und Abweichung derselben von der normalen), Bewölkung, Regen (und Regenwahrscheinlichkeit) zur Bearbeitung.

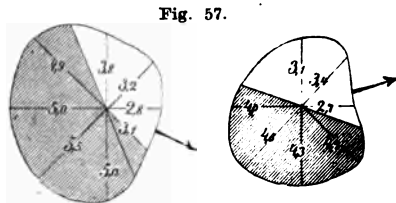
Von den hier in Betracht kommenden Resultaten seien die folgenden erwähnt: „Fällen wir aus dem Gebiete des tiefsten Barometerstandes auf die dichtest gedrängten Isobaren eine Normale, so erfolgt die Fortpflanzung der Depression nahezu senkrecht zu dieser Linie“ (und zwar bleibt der hohe Luftdruck rechter Hand liegen); — ferner dem analog: „Ziehen wir nach dem Gebiete niedrigster Temperatur auf die dichtest gedrängten Isothermen eine Normale, so bildet diese Richtung der schnellsten Temperaturabnahme mit der Fortpflanzungs-Richtung der Depression einen Winkel, welcher zwischen 45° und 90° liegt, so dass die höchste Temperatur zur rechten Hand der Bahn bleibt; durchschnittlich kommt dieser Winkel einem rechten ziemlich nahe, insbesondere in der wärmeren Jahreszeit, in welcher die Temperatur-Vertheilung in Bezug auf die Fortpflanzung der Depressionen die Hauptrolle spielt.“

Für die kältere Jahreshälfte wird der Einfluss der Druckvertheilung in recht augenfälliger Weise durch die in Fig. 57 wiedergegebenen Diagramme dargethan, in welchen die Länge der Strahlen für die verschiedenen Seiten der Depression die mittlere

Fig. 56.



Windstärke in einem Umkreis von 6 Meridiangraden repräsentirt. Die mittlere Position der Minima ist in beiden Diagrammen nahezu dieselbe: links die dänischen Inseln, rechts die Südspitze Schwedens;



die Zugstrassen sind insofern verschieden, als die erstere nach dem Weichselgebiete, die letztere nach dem Finnischen Meerbusen führt, so dass die an den rechten Seiten der Diagramme beigefügten Pfeile ungefähr die Bewegungsrichtung für die nächsten 24 Stunden darstellen.

Man erkennt auf das Deutlichste, wie im ersteren Falle die nordwestlichen, im zweiten die westlichen oder südwestlichen Winde am stärksten sind, in vollem Einklange mit den in Rede stehenden Principien.

In ganz ähnlicher Weise hat Loomis in seiner 11. Abhandlung den Zusammenhang zwischen der Ortsveränderung des Minimums und der Vertheilung der Windstärken nachzuweisen vermocht.

Wir wenden uns nun der Betrachtung einzelner Beispiele zu!

Die Wetterkarte vom 14. Oktober 1881 (Taf. VII) zeigt uns einen ungewöhnlich regelmässig gestalteten, intensiven Luftwirbel über dem südlichen Schottland; in unmittelbarer Nähe des Centrums scheint die Stärke der nordöstlichen Winde derjenigen der südwestlichen kaum nachzustehen; anders verhält es sich indessen in etwas grösserer Entfernung vom barometrischen Minimum, denn im Norden des Wirbels lagert ein umfangreiches Gebiet niederen Druckes, während der Luftdruck nach Süden hin bis zu den Pyrenäen eine ununterbrochene Zunahme zeigt. Somit haben entschieden die westlichen Winde das Uebergewicht, und da auch die Isothermen nahezu von W nach E verlaufen, so erfolgt die Fortpflanzung des Wirbels in den nächsten 12 Stunden genau nach Osten, im nächsten 24stündigen Zeitraum aber nach ENE, denn am Morgen des 15. Oktober finden wir das Centrum bei den schwedischen Seen. Mit immenser Gewalt stürmt zu diesem Zeitpunkte ein breiter Luftstrom aus W bis NW über die Nordsee dahin und erzeugt an der deutschen Nordseeküste eine der höchsten Sturmfluthen, welche je vorgekommen sind.

Nach dem 15. Oktober wird die nördliche Komponente der Bahnrichtung — wie aus der Karte ersichtlich ist — noch grösser, so dass der Krümmungsradius der ganzen Bahn im Norden, oder

auf der linken Seite der Bahn gelegen ist; dieses Verhalten der Cyklonen bildet in Westeuropa die Regel, was sich wahrscheinlich aus der bekannten Thatsache erklärt, dass die Isothermen durch den Wirbel selbst eine Verschiebung erleiden, indem an der Ostseite warme Luft nach Norden geführt wird; denn wir haben oben bereits erkannt, dass anomal warme Gebiete von den Depressionen sehr häufig gemieden werden.

Für den soeben betrachteten Typus der Ortsveränderung eines Wirbels könnten noch sehr viele Beispiele beigebracht werden; indessen sind dieselben wenig beweisend, da die gewöhnliche, nach E gerichtete Bewegung auch mit der physikalischen Theorie im Einklang steht. Viel wichtiger würde es sein, wenn die seltenen Fälle einer Bewegung nach der Westseite des Horizontes, oder auch diejenigen einer rein südlichen und nördlichen Bewegung, aus den mechanischen Principien sich vollkommen erklären liessen. Zwei solcher Fälle (aus dem Juni 1884) wurden oben, pag. 256, bereits besprochen.

Des Weiteren lenken wir zunächst die Aufmerksamkeit auf die Cyklone vom 13. November 1883 (Tafel I), welche auch insofern interessant ist, als sie augenfällig eine Cyklone mit warmem Centrum repräsentirt, denn auf dem langgestreckten Innenraume, zwischen Kopenhagen und Petersburg, beträgt die Temperatur 5 bis 8°, dagegen nach N sowohl als auch nach S wesentlich weniger, zu München und Krakau z. B. nur — 2°. Die Gradienten und Winde sind unzweifelhaft an der Nordwestseite, wo ein grosses Gebiet hohen Druckes lagert, am stärksten; dementsprechend erwartete man eine Verschiebung nach Südwesten, welche denn auch in der That erfolgte; denn am Morgen des 14. zeigte sich der Wirbel in einer auffallend regelmässigen (nahezu cirkularen) Gestaltung über dem unteren Oder-Gebiete.*)

Tafel VI lässt für den Morgen des 5. Dezember 1883 eine unbedeutende Depression nördlich von Christiania erkennen, deren Bahn, der Druckvertheilung vollkommen entsprechend, genau südwärts verläuft, so dass das Minimum am folgenden Tage in Thüringen lagerte.

In genau entgegengesetzter Richtung bewegte sich die in dieselbe Tafel aufgenommene und auf Seite 261 als typisches Beispiel besprochene Cyklone vom 25. Oktober 1882.

*) Die Entwicklungsgeschichte dieser Depression bietet eine ganze Reihe höchst interessanter Momente, welche zum Theil in der Monatlichen Witterungsübersicht der Seewarte hervorgehoben sind. Eine genauere Untersuchung unter besonderer Berücksichtigung der Niederschlagsverhältnisse dürfte sich sehr empfehlen.

Am Morgen des 5. Oktober 1882 erstreckte sich — wie aus Tafel VIII ersichtlich ist — ein ziemlich hohes barometrisches Maximum in Form eines breiten Bandes von den britischen Inseln nach Centralrussland; über der Bucht von Genua lagerte eine geringfügige Depression, welche in einer nach West gerichteten Bewegung begriffen war, durch welche sie in den nächsten 24 Stunden bis zum Biscayischen Busen gelangte. Da die tropischen Wirbel an der Südseite des sogenannten Maximums der „Rossbreiten“ (30° — 35°) genau dasselbe Verhalten zeigen (in Uebereinstimmung mit dem bereits motivirten Satz 3, pag. 253), so scheint dieser Fall nichts Ungewöhnliches zu bieten; in Wirklichkeit muss derselbe aber als ausserordentlich selten bezeichnet werden, denn die im Frühling ziemlich häufigen Bewegungen in genau entgegengesetzter Richtung vollziehen sich ebenfalls an der Südseite eines in Nordeuropa lagernden Maximums. — Ausnahme und Regel dürften indessen dem Köppen'schen Theorem zur Stütze dienen, und zwar deswegen, weil die Temperatur-Vertheilung am 5. Okt. insofern anomal war, als die nördlichen Gestade des Mittelmeeres keine höhere Temperatur aufzuweisen hatten, als die deutsche Ost- und Nordseeküste, und von Südfrankreich bis Ungarn sogar ein Streifen niedrigerer Temperatur sich hinzog. Die Temperatur-Vertheilung vergrösserte also für höhere Niveaux die Gradienten an der Nordseite der Depression; für gewöhnlich werden sie durch die von Süd nach Nord abnehmende Temperatur abgeschwächt, so dass die nordöstliche Luftströmung in der Majorität der Fälle überhaupt nur eine geringe Höhe erreichen dürfte; daher die gewöhnliche Fortpflanzung der Depressionen nach Osten.

Der 4. September 1881 (Tafel IX) zeigt uns wieder eine wohlausgebildete, aber excentrische Depression an der Südseite eines barometrischen Maximums. Im nördlichen Deutschland treten nach W oder NW gerichteten Bahnen schon etwas häufiger auf, als im Mittelmeere; dass aber ein barometrisches Minimum volle 4 Tage hindurch in dieser ungewöhnlichen Bewegungsrichtung verharret, ist in den Annalen der Witterungsgeschichte doch als unerhörtes Faktum zu bezeichnen. Indessen entspricht die anomale Bewegung vollkommen der Druckvertheilung an der Erdoberfläche, zumal am 5. Sept. eine ziemlich tiefe Depression im Biskayischen Busen erschien. Die Temperatur-Vertheilung am Morgen des 4. September ist aus den Isothermen (punktirte Linien) ersichtlich; die allgemeine Abnahme der Temperatur nach N war offenbar nicht gross genug, um den Einfluss der Druckvertheilung zu kompensiren.

Höchst merkwürdige Phänomene waren die beiden, in Taf. IX und X dargestellten Cyklonen vom 24. und 26. Februar 1879, welche unmittelbar hintereinander auf ein und denselben ungewöhnlichen, die Alpenkette überschreitenden Bahn in das Innere Europa's eindringen und in Deutschland zu den heftigsten Nordoststürmen und ergiebigen Schneefällen Veranlassung gaben. Die zweite ist den Wetterkarten zufolge sicher afrikanischen Ursprungs, und zwar findet man dieselbe in der Karte vom 24. Febr. in Algier bereits angedeutet; als weitere Belege können die zahlreichen Beobachtungen staubiger Niederschläge betrachtet werden, welche im Alpengebiete dem Regen und Schnee beigemischt waren und letzterem eine röhlich-gelbe Farbe verliehen. Dieses Cyklonen-Paar zeichnete sich aber leider auch noch dadurch aus, dass ihm gegenüber das zu prüfende Princip sich gar nicht oder doch nur höchst mangelhaft bewährt. Bei dem ungestümen Vordringen beider Cyklonen nach Norden waren die Gradienten andauernd an der Nord- und Nordwestseite am steilsten, und die Luftbewegung aus NE der Intensität nach die bei Weitem überwiegende, so dass man hier nach eine Fortpflanzung nach SW hätte erwarten sollen. Besonders lehrreich ist nun aber ein Vergleich der beiden Wetterkarten vom 4. Sept. 1881 und 24. Febr. 1879; man wird bemerken, dass Druck- und Temperatur-Vertheilung einander qualitativ durchaus ähnlich sind, und doch erfolgte die Fortpflanzung im ersten Falle nach WNW, im zweiten nach NE! Allerdings muss bemerkt werden, dass in letzterem Falle die Temperatur-Abnahme von Dalmatien bis Centralrussland 15° , im ersten etwa nur 8° betrug. Ferner sei erwähnt, dass die beiden Tage, an welchen die nordwärts fortschreitenden Cyklonen noch jenseits der Alpen, in der Nähe von Corsica lagerten, durch sehr grosse, nordwärts gerichtete thermische Gradienten sich auszeichneten: am 23. betrug die Differenz zwischen Rom und München 15° , zwischen Rom und Kassel 20° ; am 25. der Unterschied zwischen Lesina und München nicht weniger als 18° ! In diesem Stadium mag also der barische Gradient in einiger Höhe über der Erdoberfläche überall ein nach N oder NW gerichteter gewesen sein.

In ganz ähnlicher Weise, wie bei den Cyklonen vom 24. und 26. Febr., widerspricht die Ortsveränderung der grossen (in diesem Buche nicht reproducirten) Depressionen vom 28. Oktob. und 22. Septemb. 1882 der Köppen'schen Hypothese; erstere bewegte sich von Paris aus nach NE, letztere von der Provinz Posen nach E, obwohl die Gradienten und Winde an der Nordwestseite bei Weitem überwiegend waren. Alle vier regelwidrigen Fälle

waren durch ein sehr deutlich entwickeltes Niederschlagsgebiet charakterisirt, welches stets an der Nordwest- oder Nordseite, also ungefähr an der linken Vorderseite der Cyklone sich befand, wie man es in den Karten Tafel IX und X mit Hülfe der eingetragenen Regen- oder Schneezeichen (• und *) erkennen wird; man vermag sich kaum des Eindrucks zu erwehren, dass ein kausaler Zusammenhang zwischen dem lebhaften Kondensationsprocesse und der Bewegungsrichtung der Cyklone bestanden habe.

Ueberhaupt kommen wir zu dem Schlusse, dass zur Erklärung, resp. Vorausbestimmung der Ortsveränderungen atmosphärischer Wirbel keines von den besprochenen Principien allein vollkommen ausreicht. Inwiefern aber z. B. neben dem Köppen'schen Theorem noch die Elemente der physikalischen Hypothese in Betracht zu ziehen wären (wie dieses auch Köppen selbst in seinem Artikel in der Oesterr. Z. 1880, pag. 52, als wahrscheinlich oder nothwendig bezeichnet) lässt sich auf Grund der jetzt vorhandenen Untersuchungen noch nicht in bestimmter Weise formuliren. Leider stösst die Berücksichtigung der Niederschläge insofern noch auf grosse Schwierigkeiten, als die Messung derselben in Europa, mit seltenen Ausnahmen, nur einmal am Tage zur Ausführung gelangt; diese Vernachlässigung des Regenfalles, den anderen meteorologischen Elementen gegenüber, ist in höchstem Grade störend und sehr zu bedauern.

Sollte übrigens — wie wohl zu erwarten ist — das mechanische Princip in erster Linie sich bewähren, so ergibt sich von selbst die grosse Bedeutung, welche die Kenntniss der Luftdruckvertheilung auf dem östlichen Theile des atlantischen Oceans für die ausübende Witterungskunde in Europa gewinnen würde; denn ob eine vor dem Kanal oder an der Schottischen Küste auftretende Cyklone sich nach NE oder SE wenden wird, dürfte alsdann besonders davon abhängen, ob eine andere grössere Depression oder ein barometrisches Maximum im Westen der Cyklone lagert. Solche Fragen würden sich aber, wie Hoffmeyer überzeugend nachgewiesen hat*), schon ziemlich sicher entscheiden lassen, wenn das Netz der europäischen Wettertelegraphie auf Island, Südgrönland, die Faröer (und Azoren) ausgedehnt werden könnte. An der Herstellung des nordischen Kabels hat deshalb die ausübende Witterungskunde ein lebhaftes Interesse.

*) Etudes sur les Tempêtes de l'Atlantique septentrional et Projet d'un Service télégraphique international relatif à cet Océan; Copenhague 1880.

des Windes zu bezeichnen, und schon im Orte R wird die Drehung mit grosser Geschwindigkeit sich vollziehen.

Dem Vorstehenden zufolge wird die Windfahne in R immerfort zwischen zwei Richtungen, deren Unterschied etwa 150° beträgt, hin und her oscilliren, wenn immer nur Windsysteme der einen Art auf der Strasse ab vorüberziehen. In diesem Falle wäre also die Zahl der Drehungen mit dem Uhrzeiger genau ebenso gross, wie diejenige gegen den Uhrzeiger, wenn auch die einen mehr Zeit in Anspruch nehmen, als die anderen. Wenn aber auf ein Windsystem mit einströmender Luftbewegung ein solches mit ausströmender Bewegung folgt, so wird eine Drehung der Windfahne durch sämtliche Kompass-Striche zu Stande kommen; denn hätte z. B. der Ort R die Cyklone Fig. 58 bei d mit SW-Wind verlassen, so würde derselbe an der Vorderseite der Anticyklone den entgegengesetzten Wind treffen wie vorher an der Vorderseite der Cyklone: im vorliegenden Beispiele (mit dem Ablenkungswinkel $= 0^\circ$) also W-Wind, welcher alsbald durch NW und N in NE übergehen müsste. — Bei einem regelmässigen Wechsel zwischen Cyklone und Anticyklone würde somit die Windfahne in R stets nur mit dem Uhrzeiger sich drehen.

Betrachtet man nun die Karte der Häufigkeit und der Zugstrassen barometrischer Minima (am Schlusse des Buches), so erkennt man sofort, dass weitaus die Mehrzahl aller Minima im Norden von Deutschland ostwärts vorüberzieht. Da nun gar nicht selten einer Depression eine Anticyklone auf dem Fusse folgt, so ergibt sich folgender Satz: In Deutschland (und überhaupt in der gemässigten Zone der nördlichen Hemisphäre) muss die Zahl der Winddrehungen mit dem Uhrzeiger bedeutend diejenige der entgegengesetzten Drehungen überwiegen. Dieses Resultat ist identisch mit dem empirischen Inhalte des Dove'schen Drehungsgesetzes, welches der Urheber in seinen späteren Werken allerdings in ganz anderer Weise, nämlich durch das allmälige Zurückgreifen des Polar- oder Aequatorialstromes in höhere, beziehungsweise niedere Breiten und die dadurch bewirkte grössere Ablenkung dieser Ströme zu erklären versucht hat.

66. Die barometrische Windrose. Schon sehr lange hat man erkannt, dass das Barometer im mittleren und nördlichen Europa bei südwestlichen (überhaupt bei äquatorialen) Winden durchschnittlich niedriger steht, als bei polaren Winden. Ehe man Gelegenheit hatte, die wirklichen und gleichzeitigen Vorgänge auf

grossen Theilen der Erdoberfläche fortwährend zu verfolgen, lag es natürlich sehr nahe, diesen Unterschied aus der höheren Temperatur und dem grösseren Feuchtigkeitsgehalte der vom Ocean stammenden Südwestwinde zu erklären, wobei man stillschweigend überall gleiche Höhen der Luftsäulen voraussetzte. Gegenwärtig ersieht man fast aus jeder Wetterkarte, dass der niedrigste Luftdruck nicht innerhalb der südwestlichen Luftströmung anzutreffen ist, sondern am Rande derselben, zwischen dem südwestlichen und nordöstlichen Luftstrome.

Somit reicht die alte Erklärung der barometrischen Windrose nicht mehr aus; eine andere Erklärung hat Köppen im Jahre 1874 gegeben (Oest. Z., Bd. IX, pag. 353), indem er zeigte, dass der wahre Grund jener Erscheinung nicht ein direkt physikalischer, sondern ein klimatischer ist. Verschiedene Umstände wirken nämlich zusammen, um eine Zunahme der durchschnittlichen Tiefe der barometrischen Minima mit wachsender geographischer Breite hervorzurufen.*) Im norwegischen Meere z. B. beträgt ihre mittlere Tiefe 740 mm, zwischen den Pyrenäen und dem Schwarzen Meere dagegen nur 752 mm. Aehnlich verhält es sich aber auch mit den Anticyklonen, deren barometrische Höhe in Nordeuropa gewöhnlich etwas grösser ist, als im südlichen Europa, trotz der nach Norden hin abnehmenden Höhe des mittleren Luftdrucks. Hieraus folgt: Wenn bei uns in Deutschland Südwestwinde herrschen, so befinden wir uns in der Nähe tiefer nordischer Depressionen; das Barometer steht also niedrig. Haben wir aber Nordostwinde, so lagern in der Regel nicht weit im Norden hohe barometrische Maxima, denn die Depressionen im Süden, welche bei Nordostwind gleichzeitig vorhanden sein müssen, haben ja der Erfahrung nach nur eine geringe Tiefe; bei Nordostwind wird also das Barometer durchschnittlich hoch stehen.

Die Aufeinanderfolge tiefer Depressionen und hoher Maxima in Nordeuropa muss dort natürlich grosse unperiodische Barometer-Schwankungen zur Folge haben, und in der That ergab eine direkte empirische Untersuchung**), dass die mittlere Monatschwankung des Barometers z. B.

zu Bodö (Nordnorwegen) im Winter 45 mm, im Sommer 24 mm beträgt;
dahingegen zu Rom „ 24 mm, „ 10 mm.

*) Eingehend untersucht von Köppen in den Annal. der Hydrogr. etc. 1882, p. 275 („Die monatlichen Barometer-Schwankungen, deren geograph. Verbreitung, Veränderlichkeit und Beziehungen zu anderen Phänomenen“).

**) Ueber die unperiodischen monatlichen Schwankungen des Barometerstandes, von Capt. C. Felberg; Archiv der deutschen Seew., 1878 (I. Jahrg.).

Im Allgemeinen wird sich demnach der folgende, die nördliche Hemisphäre betreffende Satz bewähren:

Wenn irgendwo die unperiodischen Barometerschwankungen nach der Himmelsrichtung $S.x^{\circ}W$ am schnellsten abnehmen, so steht das Barometer bei der Windrichtung $S.(x + 60)^{\circ}W$ am tiefsten, bei der entgegengesetzten Windrichtung am höchsten.“

Der Werth 60° ist natürlich nur ein approximativer; derselbe repräsentirt den mittleren „Ablenkungswinkel“.

Nach diesem Satze muss das Barometer an solchen Stellen der nördlichen Hemisphäre, wo die Barometerschwankungen — abweichend von der Regel — nach Nord hin abnehmen, bei SW-Wind durchschnittlich am höchsten stehen. In der That hat sich z. B. für die Westküste Grönland's eine geringe, aber kontinuierliche Abnahme der Barometerschwankungen nach Norden, und gleichzeitig das Faktum ergeben, dass das Barometer bei allen Winden durchschnittlich gleich hoch, jedoch bei SW-Wind etwas höher steht, als bei NE-Wind (Köppen in den Annal. d. Hydrogr., 1882, pag. 287).

67. Aenderung der Form und Zugrichtung der Wolken beim Vorüberziehen eines cyclonischen Windsystems. Herr

Fig. 59.



Cl. Ley hat auf Grund der eingehendsten Studien das in Fig. 59 zur Anschauung gebrachte Schema der Bewölkungsformen innerhalb und in der Nachbarschaft einer regulären Cyklone aufgestellt (man sehe „Modern Meteorology“, a series of six lectures; London, Edward Stanford, 1879). Mit Hilfe dieses Diagramms, welches auch die

bereits in Fig. 43 angegebenen Bahnen der oberen Lufttheilchen enthält, wird es leicht ein, die folgende, von demselben Autor her-

rührende Schilderung der Vorgänge bei dem Vortüberziehen einer Cyklone zu verstehen.

„An dem äussersten Rande der Vorderseite einer grossen Depression, d. h. beträchtlich ausserhalb derjenigen ihrer Isobaren, welche noch geschlossene Kurven bilden, breitet sich gewöhnlich eine grosse Bank oder Schicht von Cirrostratus-Wolken aus. Die äussere Begrenzung dieser Bank ist eine ziemlich scharfe und zeigt im Allgemeinen eine Form, welche derjenigen der heranrückenden Isobaren ähnlich ist. Die Bewegung des Ober-Stromes, in welchem die äusseren Theile dieser hohen Wolkenbank schwimmen, ist oft nahezu tangential zum Rande der Wolkenbank selbst, und derjenigen des gerade sich erhebenden Unterwindes beinahe entgegengesetzt; jedenfalls weicht die obere Strömung um mehr als 90° (nach rechts*) von derjenigen des Unterwindes ab (man vergl. auch Fig. 53). Es ist wichtig anzuführen, dass man eine tiefe und von stürmischen Winden begleitete Depression erwarten darf, wenn die Bewegung des Cirrostratus-Randes eine schnelle ist. — Indem nun die Cirrus-Schicht sich über uns hinwegzieht, dreht die Zug-Richtung der oberen Strömung schnell zurück und verhartet innerhalb der ganzen Vorder-Hälfte der Cyklone in dieser Drehung.“

„Bei der Annäherung des Centrums bemerken wir gewöhnlich „„composite cloud““ (Nimbus), indem mit dem neuen Winde Regen- oder Schneefall eintritt. Diese Nimbus-Wolkenschicht erstreckt sich in den meisten Fällen über die ganze Vorderhälfte des Systems, zu beiden Seiten der Bahn des Centrums, aber ihr Charakter ist auf beiden Seiten sehr verschieden. Wenn uns das Centrum zu seiner Rechten lässt, dauert die Nimbus-Wolke nahezu solange an, bis das Centrum uns am nächsten gekommen ist. Alsdann tritt, gewöhnlich nach einem kräftigen Regenfalle, plötzlich Ausklaren ein, indem die Cirrostratus-Decke in einer scharf definirten Linie zu enden pflegt; gleichzeitig beginnt der Wind „„auszuschliessen““ (mit dem Uhrzeiger umzugehen), in geringem Grade bei grösserer Entfernung vom Centrum, schnell, wenn wir letzterem nahe sind. Bis zu diesem Zeitpunkte ist auch das Barometer ununterbrochen herabgegangen (abgesehen von denjenigen Fällen, in welchen das ganze System schnell flacher wird)... und beginnt nun zu steigen.“

„Das Aussehen des Himmels im Rücken der Aufklärungslinie (immer noch auf der rechten Seite der Bahn) ist gewöhnlich von

*) Die ganze Darstellung bezieht sich natürlich auf die nördliche Hemisphäre.

demjenigen an der Vorderseite sehr verschieden. Man bemerkt relativ wenige obere Wolken, und deren Bewegung stimmt mit derjenigen der Luft an der Erdoberfläche nahezu überein. An Stelle der Cirren erblicken wir flockige und wollige Cumulus-Wolken, und auch Böen*) kommen häufig vor. Letztere entladen sich (besonders in unseren mehr binnenländischen Distrikten) im Sommer oft in Form von Gewittern; im Winter sind Regen-, Schnee- und Hagel-Schauer sehr häufig, von denen diejenigen an der Küste nicht selten von elektrischen Erscheinungen begleitet sind. (Man muss hervorheben, dass diese Schauer an der Rückseite einer Depression an exponirten Küsten und in hügeligen Distrikten eine weit grössere Ausdehnung und Dauer zeigen, als im Binnenland und in ebenen Gebieten.) Die Atmosphäre ist in dem in Rede stehenden Theile der Depression meistens klarer und freier von Dunst, als an der Vorderseite; auch ist die Temperatur gewöhnlich niedriger. Indessen sind beide Regeln nicht ganz ohne Ausnahmen...

„Wenden wir uns nun zu der auf der linken Seite der Bahn gelegenen Hälfte der Depression! Hier sehen wir die Nimbus-Schicht sich über uns ausdehnen und den Wind während der Dauer des Vortüberschreitens gegen den Uhrzeiger zurückgehen. Sehr selten bemerken wir hier den plötzlichen Wechsel von regnerischem zu klarem Wetter, welcher auf der rechten Seite so gewöhnlich ist. Indem das Centrum vortüberzieht, degeneriren die Formen der Ober-Wolken allmählig in Bänke von trübem Stratus, welche oft eher von einer Zunahme, als von einer Abnahme des Dunstes begleitet sind. An der Rückseite ferner bemerkt man selten die kühnen Cumulus-Wolken, und an Stelle der Böen-Wolken zeigen sich finster aussehende Bänke verdichteten Dampfes in den mittleren und unteren Schichten der Atmosphäre, während die Cirrus-Wolke gewöhnlich beinahe oder gänzlich verschwunden ist.“

Kapitel VII.

Sekundäre Luftdruck-Phänomene.

68. Begriffs-Bestimmung und allgemeine Eigenschaften.

In § 56 wurde bereits darauf hingedeutet, dass Depressionen, welche auf einem „Luftdruck-Abhange“ sich entwickeln, eine ungleichseitige Ausbildung zeigen müssen. Ist der Abhang sehr steil, so

*) Man vergl. unten § 70.

kann es sich ereignen, dass die eine Hälfte der Depression überhaupt nicht zur Individualisirung gelangt; letztere tritt uns alsdann in Form einer zungenförmigen Ausbuchtung der Isobaren entgegen, wie wir sie in der Wetterkarte vom 8. Oktober 1877 über der Ostsee, und am 18. Dezember 1881 über der südlichen Nordsee und im Skagerrack bemerken (siehe Tafel XI). Die Abweichungen grösserer Cyklonen von der regelmässig kreisförmigen und elliptischen Gestalt, welche man recht häufig zu bemerken Gelegenheit hat, beruht auf der Entwicklung solcher „Theilminima“, wie der Meteorologe sie zu nennen pflegt. Die Richtigkeit dieser Auffassung ergibt sich daraus, dass sich die deformirte Depression niemals unverändert fortpflanzt, sondern in steter Umbildung begriffen ist, indem die Theilminima in der Regel mit grosser Geschwindigkeit — auf der nördlichen Hemisphäre im Sinne der Drehung gegen den Uhrzeiger — an der Peripherie der Haupt-Depression sich fortbewegen, während letztere selbst inzwischen nur langsam vorzurücken pflegt; das Fortschreiten der Theilminima entspricht somit vollkommen den oben erkannten Gesetzen (vergl. Fig. 56). Die Witterungsänderungen, welche diese sekundären Phänomene an einem bestimmten Orte hervorrufen, sind der Hauptsache nach dieselben, wie bei dem Vorüberschreiten einer grossen, regelmässigen Cyklone, nur vollziehen sie sich meistens mit weit grösserer Geschwindigkeit; denn sobald solche Theilminima, wie es sehr häufig der Fall ist, an der Grenze der warmen und kalten Luftströmung einer umfangreichen Depression sich entwickeln, verstärken sie in hohem Grade diese Gegensätze, indem in der Axe der keil- (oder zuweilen auch trog-) förmigen Sekundär-Depression zwei Luftströmungen von ganz verschiedenen Richtungen und Eigenschaften fast unmittelbar neben einander fliessen. Zur Illustration dieser Thatsache sind in der Wetterkarte vom 8. Okt. 1877 diejenigen Stationen-Gruppen, welche im Moment der Beobachtung gleichzeitig Regen oder gleichzeitig wolkenlosen Himmel hatten, durch Worte hervorgehoben worden. Besonders interessant erscheint das durch diese Karte exemplificirte Auftreten der Regenfälle in schmalen streifenförmigen Gebieten, welche im Allgemeinen der Axe des relativ niedrigsten Luftdruckes parallel verlaufen, zugleich aber häufig noch die Tendenz verrathen, der Richtung des Windes sich anzuschliessen, wie die citirte Wetterkarte im südlichen Theile des Regenstreifens es deutlich erkennen lässt. Wo letztere Modifikation des Regenstreifens fehlt, ist die Dauer des Regens an einem bestimmten Orte eine einfache Funktion der Breite des Streifens und der

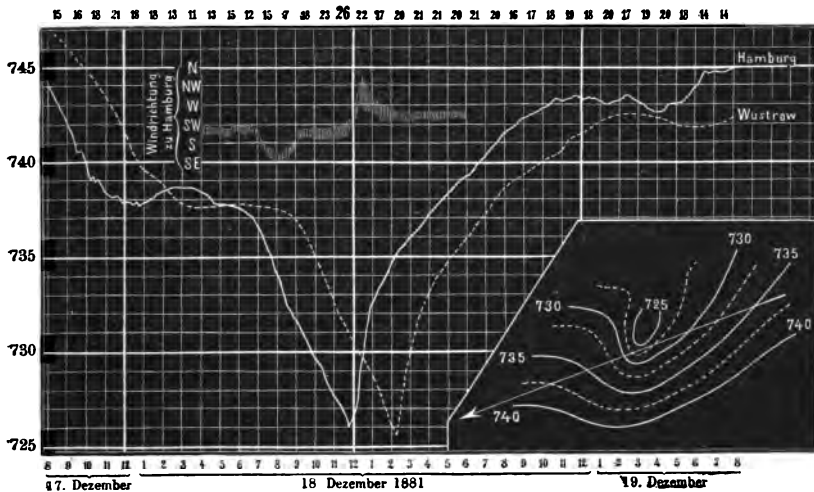
Geschwindigkeit seiner Fortpflanzung, welche, wie diejenige des Theilminimums, häufig nahezu senkrecht zur Längen-Dimension erfolgt; nicht selten scheint indessen das Fortschreiten des Regensstreifens auch in der Richtung der betreffenden Luftströmung von Statten zu gehen. Statistische Untersuchungen sind hierüber noch nicht ausgeführt, was wohl theilweise dem Umstande zuzuschreiben ist, dass sich die Regensstreifen selten länger als 24 Stunden erhalten.

In der Wetterkarte vom 18. Dez. 1881 wollen wir das Theilminimum über dem Skagerrack nicht weiter beachten; denn bereits im Laufe der Tagesstunden des 18. Dez. scheint dasselbe durch Ausfüllung verschwunden zu sein. Wohl aber ist es lohnend, die andere „Unregelmässigkeit im Verlaufe der Isobaren“, welche sich über der südlichen Nordsee bemerkbar macht, etwas genauer in's Auge zu fassen.

Die Witterungsvorgänge, welche im nordwestlichen Deutschland dem in der Karte dargestellten Stadium unmittelbar folgten, waren nämlich in mancher Beziehung höchst bemerkenswerth. Zu Hamburg z. B. hatte der Südostwind um 8 Uhr morgens, der Karte zufolge, nur die Stärke 3 der 12theiligen Skala, und auch für die Stunde von 8—9^a wurde von dem Anemometer nur eine Geschwindigkeit von 7 m pro Sek. registriert; in der folgenden Stunde dagegen betrug die mittlere Geschwindigkeit bereits 18 m, von 10—11^a 23 m, von 11^a—12^b 26 m; von hier an nahm die Geschwindigkeit zunächst in demselben Tempo wieder ab (man vergl. die Ziffern im oberen Theile der Fig. 60). Die entsprechenden Aenderungen der Richtung des Windes sind in Fig. 60 in derselben Weise dargestellt, wie der Anemograph sie liefert; dem rapiden Anwachsen der Geschwindigkeit in der Zeit von etwa 8^{1/2}—9^{1/2}^a entsprach hiernach ein Umgehen von SE nach SSW, und mit dieser Richtung erreichte der Wind zwischen 11^a und 12^b sein Maximum; erst mit dem Nachlassen des Sturmes erfolgte ein weiteres, nun aber sehr schnelles Umgehen nach NW. Aus Fig. 60 ist ferner ersichtlich, dass das Barometer bis zum Momente der grössten Intensität des Sturmes in ungewöhnlich schnellem Tempo herabging, denn das Fallen betrug pro Stunde nicht weniger als 2 mm, während in NW-Deutschland schon die Hälfte dieses Betrages als sehr bedeutend bezeichnet werden muss. Unmittelbar nach dem tiefsten Stande setzte nun aber ein Steigen des Barometers ein, gegen welches das vorhergehende Fallen geradezu geringfügig erscheint, denn in 34 Minuten betrug dasselbe volle 5 mm!

Etwa $2\frac{1}{2}$ Stunden später wiederholte sich zu Wustrow, welches um eine Strecke von 1,9 Meridiangraden ostnordöstlich von Hamburg gelegen ist, genau derselbe Vorgang (Fig. 60, punktierte Kurve); die translatorische Geschwindigkeit des in Rede stehenden sekundären Phänomens betrug somit ungefähr 0,42 Meridiangrad in 34 Minuten, und hieraus lässt sich nun, mit Berücksichtigung des soeben ermittelten Steigens, derjenige Werth berechnen, welchen der barometrische Gradient an der Rückseite des Theilminimums mindestens erreicht haben muss, denn sobald

Fig. 60.



das Fortschreiten nicht genau senkrecht zu den Isobaren erfolgt, wird sich ein zu kleiner Gradient ergeben. Man findet $\frac{5}{0,42} = 12$ mm, während ein Gradient von 5 mm im Allgemeinen schon als Sturmgradient bezeichnet wird! Dass trotzdem der Sturm keine ungewöhnliche Intensität erreichte, hat offenbar nur in der bedeutenden Krümmung der Windbahnen (und Isobaren) seinen Grund*), und

*) Bezeichnet man in der ersten der Gleich. 5), pag. 119, mit G' den Werth von G für den speciellen Fall, dass, bei unverändertem ψ und ρ , der Krümmungsradius $R = \infty$ wird, so ergibt sich für das Verhältniss G/G' die Relation:

$$\frac{G}{G'} = 1 - \frac{V}{2R\omega \sin \varphi};$$

für $V = 26$ m, $\varphi = 53^\circ$, und $R = -100$ km findet man hieraus: $G = G' \cdot 3,2$; da der Sturmgradient in dieser Breite durchschnittlich etwa 4 mm beträgt, so genügt die angenommene Krümmung der Windbahnen, um die auffallende Grösse des Gradienten zu erklären.

wir kommen somit zu der Ueberzeugung, dass im vorliegenden Falle die „Unregelmässigkeit“ im Verlaufe der Isobaren als der Sitz eines wohldefinirten Luftwirbels von kleinem Durchmesser (einer Art Tornado) zu betrachten ist; die wahrscheinliche Gestaltung desselben findet man in Fig. 60 durch die Skizze rechts unten (im Maassstabe der von der Seewarte herausgegebenen autographirten Wetterkarten) angedeutet, und zwar bezeichnet der Pfeil den relativen Weg, auf welchem die Station Hamburg den Wirbel durchschnitt. Die Skizze beruht theils auf den vorstehenden Betrachtungen, theils auf der (nicht publicirten) Wetterkarte von 2^h des Nachmittags, zu welchem Termine sich der Wirbel in unmittelbarer Nähe der Station Wustrow befand.

69. Eigenschaften der sekundären Depressionen in der warmen Jahreszeit. — Gewitter und deren Fortpflanzung. Wir beginnen mit der Besprechung eines konkreten Falles. In der Wetterkarte vom Morgen des 15. Juli 1884 gab sich über Central- und Südeuropa ein soeben erst zu regelmässiger Entwicklung gelangtes barometrisches Maximum zu erkennen. Die Höhe desselben war sehr unbedeutend; würde dieselbe sich steigern, so wäre ruhiges, trockenes und heiteres Wetter zu erwarten gewesen; nach dem Gange der meteorologischen Instrumente in Westeuropa war indessen auf die Herrschaft des Maximums nicht zu rechnen, denn das Wort „gefallen“ vor dem Kanal deutete an, dass der Luftdruck daselbst seit dem Abende um 1—5 mm abgenommen hatte.

In der That tritt uns denn auch in der Wetterkarte vom Morgen des folgenden Tages (16. Juli; man sehe Taf. XII) ein durchaus verschiedenes Bild der Luftdruck-Vertheilung entgegen: Im Nordwesten der britischen Inseln lagert eine ziemlich tiefe Depression, welche nach der Südwestseite hin etwa durch die Isobare für 760 mm begrenzt ist. Letztere Isobare verräth aber durch eine umfangreiche, über Frankreich sich ausdehnende Ausbuchtung die Existenz einer sekundären Depression, an deren Ostseite (mit südlichen und südöstlichen Winden) überall Erwärmung eingetreten ist; beispielsweise melden um 8^h morgens: Biarritz und Sylt 21°, München und Chemnitz 23°, Vlissingen 25°; um 2^h nachmittags: Sylt 26°, Chemnitz 29°, Kaiserslautern und München 31°, Wien 32°.

Am Abende des 16. Juli (Taf. XII) sehen wir das Hauptgebiet niedrigen Druckes auf dem Ocean ein wenig nordostwärts

verschoben; an der Südostseite desselben zeigen sich aber jetzt zwei sekundäre Depressionen: eine, wie vorher, in Frankreich, die andere in Deutschland.

Ganz ähnlich ist es am Morgen des 17. Juli (Taf. XIII): die Hauptdepression liegt im Norden von Schottland; genau im Süden derselben eine grosse Zunge niederen Druckes über Frankreich; eine andere im Osten von Deutschland, südostwärts sich ausdehnend. Augenscheinlich ist also die sekundäre Depression über Frankreich am Vormittage des 16. Juli in zwei Theile zerfallen, von denen der östliche mit ziemlich grosser Geschwindigkeit über ganz Deutschland hinweg nach ENE fortgeschritten ist; denn nach der (nur im Manuskript vorliegenden) Karte von 2^h p. m. am 16. erstreckte sich die Zunge um diese Zeit etwa von Holland nach Bayern.

Der 16. Juli war in Deutschland einer der gewitterreichsten Tage des ganzen Monats; als Eintrittszeiten der Gewitter ergeben sich nach den telegraphisch an die Seewarte berichtenden Stationen die folgenden:

Am 16. Juli: 3^{1/2}^p Wiesbaden; 4^{1/2}^p Kassel; 5^p Wilhelmshaven, Bamberg; 6^{1/2}^p Hamburg, München; 7^{1/2}^p Kiel, Magdeburg, Chemnitz; 10^p Berlin; (Abends: Breslau); 11^p Swinemünde; — am 17. Juli 6^{1/2}^a Neufahrwasser.*)

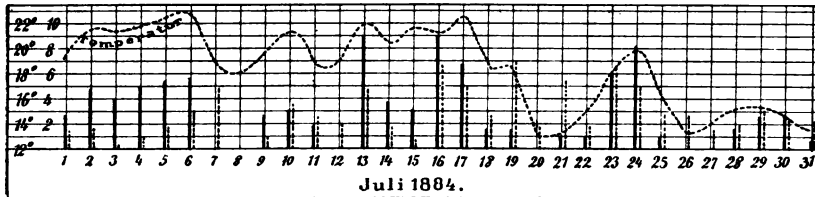
Es zeigt sich also deutlich ein Fortschreiten der elektrischen Entladungen in der Richtung nach ENE, und man wird beispielsweise bemerken, dass um 7^{1/2}—8^h Abends die Front der Gewitter mit der Axe der fortschreitenden Theil-Depression fast genau zusammenfällt.

Bevor wir die einzelnen Vorgänge, welche die Gewitter vom 16. Juli begleiteten, genauer in's Auge fassen, wollen wir den Gesamtverlauf der Witterungserscheinungen noch etwas weiter verfolgen.

*) Zu theilweiser Ergänzung obiger Tabelle folgen hier noch diejenigen Zeiten, zu welchen an den Signalstellen der Seewarte der Beginn der Gewitter beobachtet wurde. Am 16. Juli: 4^p Norderney, Weserleuchthurm; 4^{1/2}^p Carolinensiel; 5^p Bremerhaven, Geestemünde; 5^{1/2}^p Neuwerk; (5^{3/4}^p Wismar); 6^p Cuxhaven, Glückstadt, (Marienleuchte); 6^{1/2}^p Hamburg; 6^{3/4}^p Friedrichsort; 7^{1/2}^p Flensburg; 8^p Aarösend, Schleimünde, Travemünde, Warnemünde, (Wittower Posthaus); 9^p Darsser Ort. — Abgesehen von den eingeklammerten Angaben, welche einen getrennten Gewitterzug anzudeuten scheinen, kommt auch hierdurch die Fortpflanzung nach östlicher Richtung vollkommen deutlich zum Ausdruck. (Eine Karte der Signalstellen findet man im 2. Jahresbericht der Seewarte; „Archiv“ II. Jahrg. 1879.)

Figur 61 demonstirt für den ganzen Juli 1884 den Gang der Temperatur (für 8^h morgens, Mittelwerthe aus den Beobachtungen zu Hamburg, Magdeburg, Berlin, Breslau, Chemnitz, Kaiserslautern), des Regenfalles (Mittel aus 23 Stationen — gestrichelte Vertikal-Linien) und der Ausdehnung der Gewitter

Fig. 61.



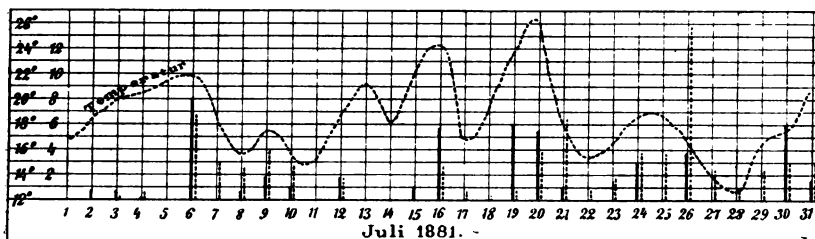
(Relativ-Zahlen für das Verhältniss der Stationen mit Gewittern zur Gesamtzahl 28 — starke Vertikal-Linien). Man ersieht daraus zunächst, dass die Gewitter vom 16. eine durchgreifende Abkühlung nicht zur Folge hatten; vielmehr war die Mitteltemperatur von 8^h morgens am 17. noch wesentlich höher, als am 16. Juli. Der Grund dieser anomalen Erscheinung ergibt sich unmittelbar aus der Betrachtung der Wetterkarten vom Morgen des 17. und 18. Juli (Taf. XIII); am 18. ergoss sich der zur Hauptdepression gehörige, cyclonal gekrümmte, aus höheren Breiten des Oceans stammende südwestliche Luftstrom über den grösseren westlichen Theil von Deutschland, während dieses Gebiet am Vortage noch durch die sekundäre Depression über Frankreich von der westlichen Strömung fast vollkommen getrennt war. *) Mit dem langsamen Fortschreiten der Hauptdepression nach Osten gingen die Winde an den folgenden Tagen allmählig von SW nach W und NW um, es wurde kühler und kühler, und die elektrischen Erscheinungen verschwanden fast gänzlich; nicht aber der Regen, denn noch am 19. war die mittlere Regenmenge in Deutschland grösser, als am gewitterreichsten Tage des ganzen Monats. (Man vergl. pag. 237.)

Fig. 62 bezieht sich auf den Juli 1881 in genau derselben Weise, wie Fig. 61 auf den Juli 1884; wir sehen daraus, dass fast ausnahmslos ein auf mehrere Tage sich erstreckendes Steigen der Temperatur den Gewittern vorhergeht, dass aber mehrere Tage

*) Man erkennt den Rest der Theil-Depression am 18. ganz deutlich in der Gegend von Galizien; dass auch dieses Phänomen, über Deutschland hinwegschreitend, daselbst zahlreiche Gewitter hervorrief, geht aus der Betrachtung der Figur 61 hervor.

mit Regenwetter und sinkender Temperatur den Gewittern folgen. Zuweilen (wie am 19. Juli 1881) bringen die ersten zahlreichen elektrischen Entladungen fast gar keinen Regen; dann geht aber auch die Temperatur nicht herab, und es ist mit Sicherheit auf die Wiederholung der Gewitter zu rechnen. Die Ursache all' dieser

Fig. 62.



Erscheinungen ist — wie wir an dem obigen Beispiele erkannt haben — in dem Auftreten von sekundären Depressionen zu suchen, und in der That waren sämtliche Gewitter des Juli 1881 von solchen, nordostwärts über Deutschland fortschreitenden Phänomenen begleitet. Leider lässt sich aber die Entwicklung derselben nicht immer so früh erkennen, wie in unserem Beispiele vom 16. Juli 1884, denn häufig entstehen sie erst im Laufe des Vormittags in Deutschland selbst.*) Immerhin repräsentirt das Beispiel vom 16. und 17. Juli in vortrefflicher Weise den gewöhnlichen Typus ausgedehnter Gewitter-Erscheinungen im Innern Europa's.

Dass übrigens die Gewitter auch unter wesentlich anderen Bedingungen zur Entwicklung kommen können, möge gleich hier betont werden, weil gerade der Juli 1884 hierfür wichtige Belege brachte. Nach Fig. 61 waren die 6 ersten Tage dieses Monats an elektrischen Entladungen durchaus nicht arm, und doch fehlten die Luftdruckphänomene so gut wie gänzlich, welche sonst die Träger der Gewitter sind. In Deutschland betrug der Luftdruck 760—767 mm, und indem ein flaches Gebiet hohen Druckes im Nordosten lagerte, herrschten andauernd leichte östliche Winde,

*) In solchen Fällen wird aber das Barometer in entschiedenem Sinken begriffen sein; warmes Sommerwetter ohne Gewitter ist im Allgemeinen sehr selten, und kommt wohl nur im Innern barometrischer Maxima, also bei hohem Luftdrucke vor. — Kapl. Richter konstatierte, dass in der Grafschaft Glatz die Gewitterwahrscheinlichkeit im Mai bis August bei 770—765 mm Luftdruck 0,17 betrage und, stetig zunehmend, unter 755 mm den Werth 0,73 erreiche; — des Weiteren fand er, dass in diesen Monaten fast mit Sicherheit auf Gewitter zu rechnen sei, wenn der Thaupunkt (p. 49) sich der Mitteltemperatur des Tages mindestens bis auf 1° näherte (Oesterr. Z. XIV, p. 314).

oder auch Windstillen, mit vorwiegend heiterem und andauernd warmem Wetter (die positive Temperatur-Anomalie betrug um 8^h morgens 2 bis 6^o).

Gewitter, welche unter solchen Verhältnissen entstehen, hat man als „Wärme-Gewitter“ bezeichnet, zum Unterschiede von den sogenannten „Wirbel-Gewittern“, welche im Gefolge grösserer atmosphärischer Wirbel zum Ausbruche kommen.

Nach dem vorliegenden Beispiele der ersten Juli-Woche zu urtheilen, dürfte es sich indessen nur um quantitative Unterschiede handeln; denn 1) brachten diese Wärme-Gewitter nur sehr wenig Regen, so dass sie hinsichtlich der Intensität hinter den vorher besprochenen Gewittern offenbar wesentlich zurückblieben; 2) trugen die Aufzeichnungen der registrirenden Instrumente einen ganz ähnlichen Charakter, wie bei den gewöhnlichen Gewittern, indem namentlich ein längeres Sinken des Luftdruckes vor den Gewittern, und ein schnelleres Steigen mit Ausbruch derselben deutlich zu erkennen ist (vergl. § 70). Es wäre also denkbar, dass die begleitenden sekundären Depressionen zwar vorhanden gewesen seien, aber in so unvollständiger Entwicklung, dass sie bei der gewöhnlichen Behandlung der Wetterkarten der Beachtung entgehen mussten. *)

Als eigenthümliche Thatsache ist noch die an mehreren Tagen, (z. B. am 5. und 6. Juli) deutlich nachzuweisende Fortpflanzung dieser Wärme-Gewitter nach Osten zu erwähnen; eigenthümlich besonders insofern, als nach den in Bayern von Direktor Dr. von Bezold gesammelten Erfahrungen die Fortpflanzung der Gewitterstreifen der herrschenden Luftströmung folgt, also beispielsweise nach S von Statten geht, wenn die allgemeine Strömung eine nördliche (aus Nord kommende) ist. Ferner ist noch interessant, dass die Wärme-Gewitter am 6. plötzlich ihr Ende erreichten, während die Regenmenge noch bis zum 7. zunahm; die Ursache ist nach den Wetterkarten in einem flachen Depressionsgebiete über Russland zu suchen, welches vorübergehend einen direkten Einfluss auf Deutschland gewann, so dass die vorher östliche Luftströmung in eine nordwestliche und nördliche überging; diese

*) Bei diesen Erscheinungen sind wir also auf das Detailstudium angewiesen; wie ein solches in der That sehr erspriesslich werden kann, hat soeben Herr Prof. Dr. Börnstein bewiesen, indem es ihm gelang, mit Hülfe der Aufzeichnungen dreier kontinuierlich registrierender Barometer in verschiedenen Theilen der Stadt Berlin sowohl die Geschwindigkeit, als auch die Richtung des Fortschreitens gewitterartiger Phänomene zu berechnen (Deutsche Meteor. Zeitschr., 1885, pag. 194).

brachte — wie es im Sommer gewöhnlich geschieht — mit reichlicherem Regen eine entschiedene Abkühlung, und führte auch das Erlöschen der Gewitter herbei.

Die landläufige Auffassung, wonach die Gewitter an sich die Ursache der Abkühlung bilden sollen, kann nach den vorstehenden Erörterungen nicht mehr aufrecht erhalten werden; vielmehr hängen die Temperaturänderungen, geradeso wie im Winter, in erster Linie von dem Wechsel der allgemeinen Luftströmungen ab, und letzterer ist hinsichtlich seiner Intensität und Schnelligkeit an die Entwicklung primärer und sekundärer Luftdruckphänomene gebunden. Die intensivere Wirkung der Insolation scheint die Entwicklung der sekundären Depressionen in der wärmeren Jahreshälfte zu begünstigen; im Uebrigen sind die begleitenden Witterungserscheinungen im Sommer wesentlich dieselben, wie im Winter — abgesehen von den elektrischen Entladungen, deren grössere Häufigkeit im Sommer wahrscheinlich dem grösseren Wasserdampf-Gehalte der Luft zuzuschreiben ist; jedenfalls repräsentiren die elektrischen Erscheinungen auch im Sommer nur ein accidentielles Phänomen.

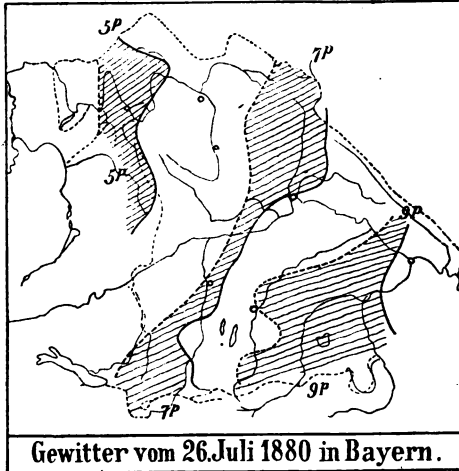
Die nahe Beziehung der sekundären Luftdruck-Phänomene zu den Gewittern, sowie die Thatsache des Fortschreitens der letzteren in langer Front, wurden in Frankreich bald erkannt, nachdem Leverrier, der geniale Urheber der Wettertelegraphie, im Jahre 1865 ein Netz freiwilliger Gewitterbeobachtungs-Stationen in's Leben gerufen hatte; gegenwärtig besitzt dieses Netz eine grosse Ausdehnung, denn in einigen Departements zählt man mehr als 100 Stationen. Die Resultate dieses Beobachtungs-Systems werden alljährlich in Form eines Atlas mit Text publicirt; die Karten bringen den Gang der einzelnen Gewitter zur Darstellung; der Text führt uns eine lange Reihe charakteristischer und zum Theil meisterhaft geschriebener Gewitter-Bilder vor, bietet jedoch an allgemeinen Resultaten nur wenig.

Das französische Beobachtungsnetz diente als Muster, nach welchem ähnliche Beobachtungen organisirt wurden: in Norwegen 1867, Schweden und Russland 1871, Belgien und Italien 1876 bis 1877, Bayern 1879, Sachsen 1880—1881. Die Aufgabe der Beobachter besteht darin, ihre Wahrnehmungen in bestimmte Schemata (auf Postkarten etc.) einzutragen und sogleich der Central-Anstalt zu übersenden.

Als charakteristischen Zeitpunkt wählte man in Frankreich die Mitte des Gewitters, während v. Bezold, der Leiter des

bayerischen Systems, die Untersuchung zunächst auf den Anfang und das Ende des Gewitters ausdehnte, wobei der erste und letzte Donner als maasgebend betrachtet wurden. In Fig. 63, welche dem II. Jahrgange (1880) der „Beobachtungen der meteorol. Stat. im Königreiche Bayern“ entnommen ist, verbindet die voll ausgezogene Linie diejenigen Orte, an welchen im angegebenen Zeitpunkt der erste Donner gehört wurde, während sich die gestrichelten Linien in gleicher Weise auf den letzten Donner beziehen. Die Form und Ortsveränderung der Gebiete, in welchen überall elektrische Entladungen von Statten gehen, giebt sich hierdurch deutlich zu erkennen.

Fig. 63.



v. Bezold hat später das Hauptgewicht auf die Verfolgung der Linien

des ersten Donners gelegt und dieselben als „Isobronten“ bezeichnet (von $\beta\sigma\nu\nu\tau\acute{\iota}$ Donner).

Dahingegen hat *Ciro Ferrari* in seinen auf Italien sich erstreckenden Gewitter-Studien*) wieder die Phase des Maximums des Gewitters zur Darstellung gebracht, in der Ansicht, dass der Beobachter leichter dieses Stadium, als den Anfang und das Ende des Gewitters anzugeben vermöge.

70. Zur Mechanik der Gewitter-Stürme. Während die soeben erwähnten Untersuchungen sich vorwiegend auf das Gewitter im engeren Sinne, nämlich auf die Zeit und Dauer der elektrischen Entladungen beziehen, bildet das begleitende dynamische Moment: der kurzdauernde Gewitter-Sturm, oder die Gewitter-Böe, den Hauptgegenstand der Untersuchungen von *Dr. Köppen*. Nur selten tritt dieses Phänomen in so grossartigen Dimensionen auf — namentlich in Bezug auf seine räumliche Ausdehnung — wie am

*) Osservazioni dei temporali raccolte nel 1880 (Estrato dagli Annali della Meteorologia, Parte I, 1880). — Referat von *Dr. C. Lang* in der Oesterr. Zeitschr. XIX, pag. 353.

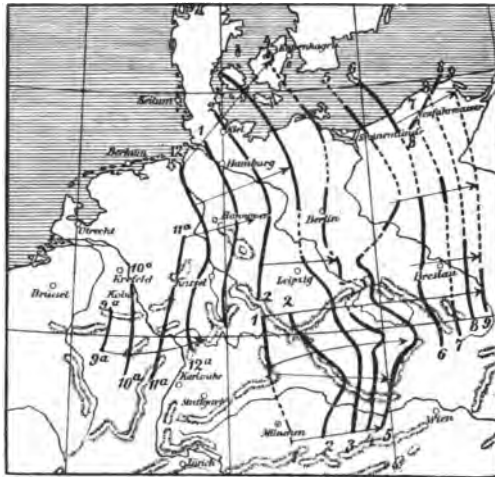
9. August 1881, wo in fast ganz Deutschland ein kurzer, 5—15 Minuten dauernder Sturm auftrat, der nur von wenigen Donnerschlägen, aber meist von starkem Regen, und an mehreren Stellen (besonders in Holstein) von ausserordentlich heftigem Hagel begleitet war, und welcher theils hierdurch, theils unmittelbar durch seine mechanische Energie in einem grossen Theile Norddeutschlands schwere Verluste an Besitzthum und Menschenleben zur Folge hatte. Das Fortschreiten des vorderen Randes dieses Windstosses, wie es namentlich durch Feststellung des Ortes, wo derselbe die Eisenbahnzüge traf, mit grosser Genauigkeit fixirt werden konnte, ist auf dem Kärtchen Fig. 64 dargestellt.

Mehrere andere Gewitter durchzogen an demselben Tage einzelne Theile von Deutschland, so zwar, dass diejenigen Gegenden, in welchen Gewitter aufgetreten waren, vndergrossen Böe mehr oder weniger verschont blieben, und andererseits solche Gebiete, wo letztere wenig entwickelt war, zum Theil später noch von anderen Gewittern heimgesucht wurden.

Seine eingehende Untersuchung dieses hochinteressanten Gewittersturmes vom 9. Aug. 1881 schliesst Köppen mit der folgenden gedrängten Uebersicht:*)

„Auf der Südost-Seite einer barometrischen Depression entsteht durch Insolation ein Gebiet hoher Wärme und zugleich in den untersten einigen 100 m der Atmosphäre ein Ausläufer der Depression, während in den zunächst darüber liegenden die Isobaren ihre elliptische Form behalten. Der östliche Theil dieser Ausbuchtung wird so dem Einfluss der abkühlenden Strömung aus dem Westen entzogen und kann in einem schwachen südöstlichen Ströme seine Temperatur ungestört steigern. Der westliche Theil hingegen wird früh durch die kühle Luft aus Westen, die bei gleichzeitigem Fortschreiten

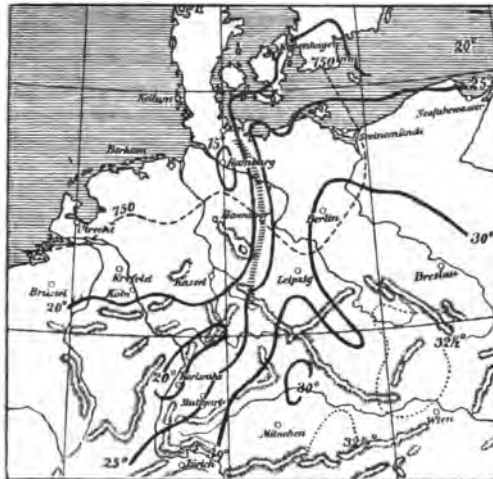
Fig. 64.



*) Annalen der Hydrographie etc. 1882, pag. 595 und 714. — Referat in der Oesterr. Zeitschr. XIX, pag. 12.

der Hauptdepression einen immer nördlicheren Ursprungsort erhält, überhüthet. Durch Auftrieb der wärmeren Luft entsteht an der Grenze des warmen und kalten Gebiets Regen; durch diesen wird niedrige Temperatur dicht an der Grenze der hohen hervorgebracht, eine Temperaturstufe erzeugt, welche sich — sowohl der Luftströmung, als den fortdauernd an der jeweiligen Grenze des warmen Gebiets stattfindenden Niederschlägen folgend — nach der Seite der höheren Temperatur fortbewegt. Durch diese Temperaturstufe wird, unter Mitwirkung der Bewegungsverhältnisse, eine Druckstufe in den unteren 600 m gebildet, welche sich in der gleichen Richtung fortpflanzt. Diese Druckstufe erzeugt, begünstigt dadurch, dass die übrige horizontale Druckvertheilung sowohl oben als unten eine Strömung bedingt, die dem Gradienten in dieser Stufe ungefähr gleichläuft, eine ausserordentliche Stärke des Windes auf der ganzen Breite der Stufe während ihres, meist etwa 10 Minuten dauernden Vorüberganges. Dieses stürmische Stück der Strömung wird gespeist zu etwa $\frac{2}{3}$ durch aus der Höhe — meist im Regen — herabsteigende Luftmassen, während vor demselben die Luft emporsteigt. Gewisse Stellen in dem, den südwestlichen Luftstrom in einem grossen Theile seiner Breite quer durchsetzenden Bande stürmischer Stärke sind durch besondere Intensität des Sturmes ausgezeichnet, andere oder dieselben durch Hagelbildung; es entstehen dadurch als Spuren des Vorüberganges Hagelstriche und Zerstörungstreifen, deren grösster Durchmesser ungefähr senkrecht zur grössten momentanen Erstreckung der Böe steht; doch deutet ihr Verlauf darauf hin, dass auch bei den Zerstörungstreifen die Richtung der Strömung in der Wolkenhöhe und nicht jene der Front der Böe unten maassgebend dabei war. Während der Gewittersturm entgegen der Sonne fortschreitet,

Fig. 65.



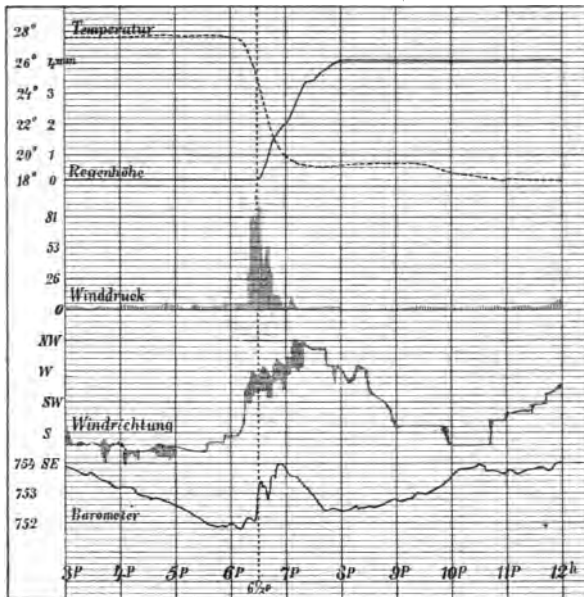
unterliegt er dem Einflusse der täglichen Periode, indem er am Morgen entsteht, dort, wo er um die wärmste Tageszeit sich befindet, am stärksten auftritt und dann, obwohl er noch einmal um 7^h p. m. mit grosser Intensität in einem Theil seiner Breite sich zeigt, mit Eintritt der Nacht an Umfang und, so weit die vorhandenen Daten es beurtheilen lassen, auch an Stärke rasch abnimmt und bald verschwindet.“

In dem Kärtchen Fig. 65 sind einige der im Vorstehenden erwähnten Züge des Phänomens zur Anschauung gebracht; für den Zeitpunkt, in welchem letzteres auf seinem

Höhepunkte war (2^h p. m.) zeigt die Figur das Gebiet des stürmischen Windes (schraffirt), die Isothermen von 5 zu 5 Grad, und von den Isobaren nur diejenige für 750 mm, welche genügen mag, um darzuthun, dass wir es auch hier mit einer zungenförmigen Ausbuchtung der Isobaren einer im Nordwesten lagernden Depression zu thun haben, wie es sich in § 69 aus den Tafeln XII und XIII für den 16. Juli 1884 ergeben hatte. Besondere Beachtung verdienen in dem Kärtchen Fig. 65 die Isothermen, welche einen ausserordentlich grossen Gegensatz zwischen dem warmen und kalten Gebiete vor und hinter dem Gewitterstürme vor Augen führen.

Wir wollen nun auch das in § 69 besprochene Beispiel des Gewitters vom 16. Juli 1884 einer genaueren Untersuchung unterziehen. Hierzu dienen uns vor Allem die Aufzeichnungen der automatisch registrirenden Instrumente; aus Fig. 66 ersieht man,

Fig. 66.



wie sich zu Hamburg die wichtigsten meteorologischen Elemente während des Gewitters verhielten. Hiernach lief um 6^{1/4} Nachmittags der bis dahin südsüdöstliche, sehr schwache Wind ziemlich schnell nach SW und WSW um, und jetzt erst (um 6^p 23^m) erfolgte eine ausserordentlich rapide Zunahme der Windstärke, indem

der Winddruck den hohen Betrag von etwa 90 Kilogr. auf 1 □ m erreichte (die mittlere Geschwindigkeit der Stunde von 6—7^p betrug 16^m pro Sek. — gegen 5 bis 6^m in den 2 benachbarten Stunden). Nachdem der WSW-Sturm bereits 7 Minuten hindurch getobt hatte, setzte der Regen ein, und ungefähr zu derselben Zeit (oder noch etwa 2 Min. früher) begann das seit etwa einer Stunde nahezu stationäre Barometer ungemein schnell zu steigen, indem die Zunahme des Luftdrucks in kaum 5 Min. 1¹/₂ mm betrug. Das Steigen dauerte (mit einer eigenthümlichen kurzen Unterbrechung) eine halbe Stunde hindurch fort, innerhalb welcher der Wind noch weiter (nach WNW) umging und allmähig an Stärke bedeutend abnahm. Es folgte nun ein ziemlich schnelles Fallen des Barometers, bis dessen Stand um 7³/₄^p die Störung gewissermaassen überwunden hatte; jetzt liess auch der Regen schnell nach*), und der schwache Wind drehte langsam nach S wieder zurück, um später (von 10^p ab) von Neuem allmähig nach West umzugehen.

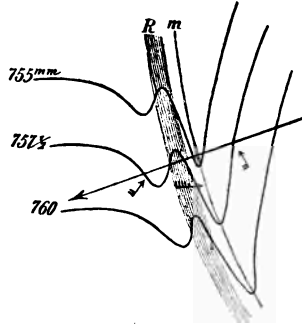
Da das registrirende Thermometer nicht kontinuierlich wirkt, so kann der Gang der Temperatur in den Einzelheiten nicht zur Darstellung gebracht werden; man erkennt indessen deutlich das schnelle Sinken derselben schon vor dem Regen, gleichzeitig mit dem ersten Umgehen des Windes nach West.

Es fragt sich nun, ob alle diese Erscheinungen durch das Fortschreiten der in Tafel XII aus der Wetterkarte für 8^p am 16. Juli hervortretenden sekundären Depression erklärt werden können? Im Grossen und Ganzen ist dieses offenbar der Fall; es fehlt indessen in dieser kartographischen Darstellung jene Eigenthümlichkeit der Gestaltung, welche zu dem ziemlich beträchtlichen Fallen des Barometer nach dem Abflauen des Windes Veranlassung gab. Das kann aber nur in dem kleinen Maassstabe der Karte und in der viel zu kleinen Zahl der Stationen seinen Grund haben; verliefen die Erscheinungen an anderen Stellen von Deutschland, welche von der Depression bestrichen wurden, in durchaus analoger Weise wie zu Hamburg (— und nach den bekannt gewordenen Registrirungen zu Magdeburg und Berlin ist hieran kaum zu zweifeln —), so muss die zungenförmige Depression theilweise anders gestaltet gewesen sein, so nämlich, wie Fig. 67 angiebt (der Maassstab ist hier etwa 2¹/₂ mal so gross, wie in der Karte Tafel XII). Ein Ort, welcher relativ zur Depression in der Richtung des grossen Pfeiles die letztere durchschreitet, trifft in der

*) Die Regenkurve stellt nicht etwa die jeweilige Intensität des Regens dar, sondern die Höhe des im Regennmesser sich ansammelnden Wassers.

Linie *m* auf den niedrigsten Barometerstand; alsdann erfolgt rapides Steigen und später wieder (etwas langsames) Fallen des Barometers. Da der Regen erst etwa 7 Minuten nach dem Beginn des Sturmes einsetzte, so ereignete sich der Regenfall offenbar auf dem Streifen *R*, welcher die Gebiete mit relativ höchstem Luftdruck durchdringt. Das eigentliche Sturmgebiet ist der Streifen zwischen *m* und der Mittellinie von *R*, und hier erreicht auch der barometrische Gradient den grössten Werth; der Regenstreifen überdeckt theilweise das bandförmige Sturmgebiet; innerhalb des letzteren hat der Wind fast überall dieselbe Richtung: im vorliegenden Falle WSW bis WNW.

Fig. 67.



Dass sich das Phänomen nicht auch bei der Darstellung durch Isobaren bandförmig gestaltet, hat natürlich nur in der allgemeinen Abnahme des Luftdrucks in der Richtung nach NNW seinen Grund; wäre letztere nicht vorhanden, so würde im Streifen *R* ein vollständiges barometrisches Maximum auftreten, und in *m* eine einfache Furche niedrigsten Druckes. Auch solche Fälle kommen vor, und zufälliger Weise ist es wieder der 16. Juli, und zwar des Jahres 1882, welcher hierfür ein interessantes Beispiel lieferte. *) Dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Furchen in der Regel geringer ist, als diejenige der zungenförmigen Depressionen, entspricht vollkommen der mechanischen Theorie der Ortsveränderung cyklonischer Windsysteme.

Im grossen Publikum trifft man überall auf die feste Ueberzeugung, dass alle zerstörenden Winde Wirbelwinde seien; auch

*) In der Monatl. Witterungsübersicht der Seewarte heisst es auf Seite 3: „Am Abende des 16. Juli 1882 erkannte man nur noch eine Furche niedrigen Druckes, welche in auffallend deutlicher Weise die Grenzlinie der Gebiete total verschiedenen Wetters bildete; ihre Lage ist in der Karte verzeichnet (Linie: Kiel — Wien). Einen Tag später finden wir dieselbe zwischen der Weichselmündung und Siebenbürgen, bis sie endlich im Laufe des 18. in Westrussland an charakteristischer Gestaltung verliert; aus obiger Tabelle ist ersichtlich, dass die Gewitter mit dieser Furche ostwärts fortschritten. Die Südostwinde an der Nordostseite sind schwach und verlaufen den Isobaren fast ganz parallel, die Westwinde an der Südwestseite vielfach stark, böenartig und überschreiten fast senkrecht die Isobaren.“

Köppen glaubte nach den Zeitungsberichten im August 1881 eine Gelegenheit zur genaueren Prüfung eines der seltenen europäischen Repräsentanten des Typus der nordamerikanischen Tornados gefunden zu haben, wurde aber durch die Thatsachen eines Anderen belehrt; es handelt sich nicht etwa um eine grosse, längs einer Linie vertheilte Anzahl einzelner Tornados, sondern um einen einzigen stürmischen Luftstrom von sehr grosser Breite und auffallend geringer Tiefe (Fig. 65), welcher ungefähr in der Tiefen-Richtung, d. h. in der Bewegungs-Richtung der einzelnen Lufttheilchen, sich fortpflanzt. Die Windrichtung schneidet hierbei nahezu senkrecht die an dieser Stelle sich stark zusammendrängenden Isobaren, wie wir es auch an dem Beispiele vom 16. Juli 1884 (Fig. 67) erkannt haben.

Auch Herr v. Bezold ist zu ganz ähnlichen Resultaten gelangt, denn im IV. Jahrgange des Bayerischen meteorologischen Jahrbuches (1882) wird z. B. hervorgehoben, dass der Wind am vorderen Rande des Gewitters direkt vom höheren zum niedrigeren Luftdrucke weht, wenn die Isobaren, wie es gewöhnlich geschieht, in meridionaler Richtung verlaufen. „Der vordere Rand des Gewitters scheidet ein Gebiet höheren Druckes scharf von einem solchen niedrigeren Druckes, und ebenso ein Gebiet niedrigerer Temperatur von einem solchen mit höherer.“ Andererseits heisst es aber: „Gewitter entstehen vorzugsweise dann, wenn bei hohen Temperaturen nur geringe Unterschiede im Luftdrucke vorhanden sind, die Vertheilung desselben jedoch im Einzelnen eine unregelmässige ist, so dass sich flache lokale Depressionen, Sattellinien oder Furchen zeigen, d. h. lokale Verschiedenheiten hervortreten, und zugleich die herrschende Windstille die Steigerung solcher örtlicher Verschiedenheiten begünstigt.“

„Entstehen viele solche Einzelgewitter gleichzeitig, so verbinden sie sich zu einem grossen, welches — sofern man wesentlich jenen Raum in's Auge fasst, über welchem elektrische Entladungen stattfinden — im Allgemeinen die Gestalt eines schmalen Bandes hat, das senkrecht steht zur Fortpflanzungsrichtung des Gewitters.“

Ferner sagt z. B. *Ciro Ferrari**) „Jedem Gewitter geht nicht nur eine barometrische Depression voraus, sondern auch eine Depression der relativen Feuchtigkeit und eine Erhöhung der Temperatur; es folgen dem Gewitter aber immer eine Luftdruck-

*) Sulla dinamica dei temporali; kurz besprochen in der Oesterr. Zeitschr. XX, pag. 157.

erhöhung, Vermehrung der relativen Feuchtigkeit und Abnahme der Temperatur.“

„Die Isohyeten (Linien gleicher Regenmenge) ergeben, dass die Niederschlagsmenge um das Gewitter in elliptischer Form vertheilt ist, wobei die grosse Axe der Ellipse mit der Richtung des Gewitters parallel liegt.“

„Die Richtung des herrschenden Windes fällt immer mit der Richtung des Gewitters zusammen.“

Derartige Windsysteme werden — im Gegensatze zu den gewöhnlichen Cyklonen — seit Köppen's Untersuchung als Böen bezeichnet (im Englischen: „squall“). Es ist gar nicht unwahrscheinlich, dass auch ein Theil der Verwüstungen, welche man in Nordamerika den Tornados zuschreibt, in Wirklichkeit diesen Böen zur Last zu legen ist, zumal die allgemeine Druck- und Temperatur-Vertheilung während des Auftretens der „Tornados“ nach einer von Finley*) publicirten Karte in hohem Grade an diejenigen Verhältnisse erinnert, welche in Europa die Gewitter-Böen begleiten. Andererseits ist aber wohl nicht als ausgeschlossen zu betrachten, dass zuweilen auch vollkommene Wirbel mit vertikaler Axe innerhalb der Böen sich entwickeln, ähnlich, wie es am 18. Dezember 1881 geschah (pag. 280), und namentlich fühlt man sich versucht, das strichweise Auftreten der Hagelfälle, wie es auch für den 9. August 1881 von Köppen erkannt wurde, der Entwicklung einzelner Wirbel zuzuschreiben; die Thatbestände bestätigen indessen für diesen Fall eine solche Vermuthung durchaus nicht; man vergleiche hierüber Köppen's Zusammenfassung pag. 288.

Was nun die Frage nach dem kausalen Zusammenhange der einzelnen Vorgänge in einer Gewitterböe anbetrifft, so können wir ebenfalls auf Köppen's Schlussätze, pag. 287, verweisen. Das von uns betrachtete Beispiel vom 16. Juli 1884 zeigt nach Fig. 67 ein vollkommenes Zusammenfallen des Regenstreifens mit dem Streifen relativ hohen Druckes, und dieser Umstand spricht entschieden zu Gunsten der Auffassung, dass die bereits in § 31 angedeutete mechanische Ursache der Steigerung des Luftdrucks durch niederstürzenden Regen hier zur Wirksamkeit gelange, denn vom Regenstreifen *R* aus nahm der Luftdruck nicht nur nach vorn, sondern auch nach hinten hin in deutlichster Weise wieder ab.

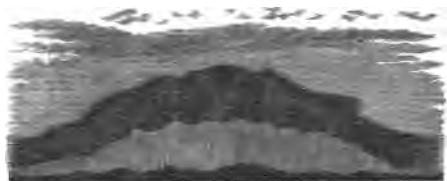
Das Sinken des Luftdrucks im Rücken der Böe ist indessen

*) Report on the Character of six hundred Tornado's, by Sergeant J. P. Finley, Signal Corps, U. S. A.

keine allgemeine Erscheinung und kann beispielsweise in dem von Köppen untersuchten Falle vom 9. Aug. 1881 nicht zur Entwicklung; vielmehr bestand die Reaktion der Böe auf das registrirende Barometer aus einer einfachen Druckstufe, und der Sturm-Streifen präsentirte sich dementsprechend in den Wetterkarten gewissermaassen als der Kopf des allgemeinen westlichen Luftstromes, welcher in der Furche niederen Druckes sein Ende fand. Unzweifelhaft spielen deshalb bei der Erzeugung des steilen Gradienten auch die Temperaturdifferenzen zu beiden Seiten dieser Furche eine bedeutende Rolle, und bei der Entwicklung der Druckstufe sind dieselben sicherlich als das primäre Moment zu betrachten. Später dürfte der Regen in erster Linie die horizontalen Druckdifferenzen bedingen; hierfür spricht besonders der Umstand, dass (nach den Wahrnehmungen im Juli 1884) die Nachtgewitter die Temperatur nur in sehr geringem Grade zu beeinflussen scheinen, während ihr Einfluss auf den Luftdruck demjenigen der Tag-Gewitter durchaus nicht nachsteht.

Dem einzelnen Beobachter pflegt sich das Herannahen einer Gewitter-Böe durch das rasche Aufziehen sehr schwerer Wolken und zunehmende Dunkelheit anzukündigen; unmittelbar vor dem Regen erreicht letztere häufig einen ungemein hohen Grad, nimmt aber mit dem losbrechenden kräftigen Regen in der Regel schnell wieder ab. In geringerem Grade treten diese Erscheinungen bei jedem stärkeren Sommerregen auf, und ein solcher einzelner, aber typischer Fall ist es, welchen Dr. Köppen durch Fig. 68 zur Anschauung bringt.

Fig. 68.



Böenwolke, am 14. Aug. 1881 in Holstein beobachtet.

„Unter einem Cirro-Stratus-Schirm, dessen vorderer, aus verschiedenen Formen von Cirrus und Cirro-Comulus bestehender Rand eben den Zenith passirte, kam... ein dunkler Wolkenwulst rasch heraufge-

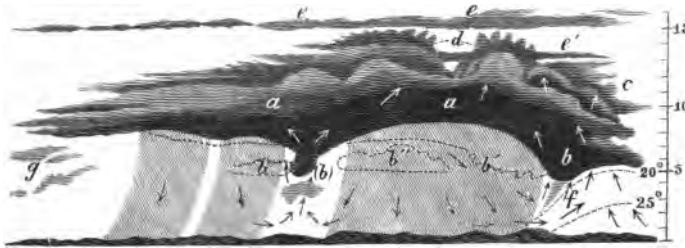
zogen, unter, resp. hinter welchem ein gleichmässig lichtgraues Segment sich zeigte. Etwa 10 Minuten später, als die Mitte des Wolkenwulstes den Zenith passirt hatte, kamen die ersten Tropfen, welche bald in einen kräftigen Regen von $\frac{1}{2}$ Stunde Dauer, ohne erheblichen Wind, übergingen. Das lichtgraue Segment, welches einen Unerfahrenen, namentlich wenn der Wolkenwulst selbst breit ist, verleiten kann, an ein rasches Ende des Regens

und Aufklaren zu denken, ist eben die Regenmasse selbst; es ist dabei nicht selten, dass die so sich ankündigenden Regen mehrere Stunden anhalten.“

Wie entsteht dieser den Regen umschliessende Wolkenkragen? und wodurch ist die grössere Lichtmenge in dem Regen selbst (im Vergleiche zum Wolkenwulst) bedingt?

Als Antwort auf diese Fragen hat Köppen die Fig. 69 entworfen, welche einen idealen Längsschnitt einer regnenden Wolke

Fig. 69.



darstellt, die von links nach rechts zieht. Die drei Regenstreifen, welche daraus herabhängen, sind an ihren oberen Enden mehr oder weniger von Wolkenwülsten umfasst, welche bei *b* und (*b*) vom Längsschnitt getroffen werden. Steht man unter *b*, so kann man unter günstigen Umständen in den regnenden Theil der Wolke wie in ein riesiges Gewölbe hineinsehen. Die dicke Wolkenmasse *bc* ist es, welche in Fig. 68 als dunkler Bogen erscheint (was natürlich eine bedeutende seitliche Ausdehnung des Regenschauers zur Voraussetzung hat). — Dagegen ist bei *aa* die Wolke viel dünner; statt der geballten Cumulus-Formen von *c* findet man über dem vorderen *a* einige Gipfel *d* mit schleierartigen Ausströmungen, während nach hinten die Wolke mehr bankförmige Bildung annimmt. — Die wirklichen Dimensionen dürften ungefähr dadurch zum Ausdrucke kommen, dass man der Einheit der Skala rechts in Fig. 69 einen Werth von etwa 200 m beilegt, gleichzeitig aber die horizontalen Dimensionen noch mehrfach sich vergrössert denkt.

Die Erklärung dieser eigenthümlichen Gestaltung der unteren Grenze einer regnenden Wolke ist in den vertikalen Bewegungen zu suchen: zwischen den Regentropfen ist die Luft in absteigender Bewegung begriffen (vergl. pag. 293), und erleidet dabei eine dynamische Erwärmung, durch welche die zahlreichen aus der Wolke mit herabgerissenen Nebeltröpfchen sämmtlich aufgelöst werden; aus diesem Grunde kann man durch starken Regen viel

weiter hindurchsehen, als durch mässigen Nebel. Eine Bestätigung dieser Erklärung liefert die Thatsache, dass während kräftiger Regenschauer häufig nur 90% relat. Feuchtigkeit beobachtet werden.

In Fig. 69 sollen die Pfeile die Richtung und Geschwindigkeit der Luft relativ zur fortschreitenden Böe zur Anschauung bringen; das Aufsteigen der Luft, ohne welches reichliche Regenbildung nicht möglich ist, erfolgt hiernach hauptsächlich unmittelbar vor der Böe, wo (nach Fig. 69, in Uebereinstimmung mit den Sätzen pag. 292 und Fig. 65 und 66) die Temperatur gewöhnlich anomal hoch ist, und von da aus schräg aufwärts nach hinten, über der Bildungsstätte des Regens. Bis zu einem gewissen Grade handelt es sich also um einen Wirbel mit meist sehr langer, horizontaler Axe. Letztere befindet sich nicht in Ruhe, sondern schreitet — wie wir gesehen haben — mit beträchtlicher Geschwindigkeit nach der warmen Seite hin fort. Am 9. Aug. 1881 betrug die translatorische Geschwindigkeit der Axe etwa 20 m, diejenige der Luft unmittelbar vor dem Regen (unter *b* in Fig. 69) ungefähr 35 m; diese Luftmassen eilten also an der betreffenden Stelle dem Phänomen voraus und gelangten somit theilweise in den lebhaften aufsteigenden Luftstrom an der Vorderseite der Böe. Solche Luftmassen müssen eine ungewöhnliche Abkühlung erleiden, denn sie treten schon relativ kalt in den aufsteigenden und hierbei sich abkühlenden Luftstrom ein. Die Entstehung des Hagels sucht Herr Möller*) auf diese Weise, also nach Analogie der gebräuchlichen „Kaltluftmaschinen“, zu erklären, und bezüglich der zuweilen beobachteten erstaunlichen Vergrösserung der Hagelkörner glaubt er — ähnlich wie Ferrel bei den Tornados (vergl. pag. 225) — annehmen zu dürfen, dass der aufsteigende Luftstrom einen Theil derselben mit emportrage und hierdurch zur Bildung neuer Eishüllen Anlass gebe.

*) „Untersuchung über die Lufttemperatur und Luftbewegung in einer Böe,“ deutsche „Meteorolog. Zeitschr.“ I, pag. 230.

Dritte Abtheilung.

Die Sonnenstrahlung und ihre periodischen Wirkungen.

Kapitel I.

Einleitende Betrachtungen.

71. Die Bestrahlung der Erde durch die Sonne. Wenn eine ebene Fläche F' , welche man sich etwa in Form eines Kreises denken möge, unter einem spitzen Winkel h (Fig. 70) von den Sonnenstrahlen getroffen wird, so ist der Effekt der Strahlung (z. B. die Erwärmung der Fläche) geringer, als bei senkrechtem Einfallen der Strahlen, und zwar aus folgenden Gründen:

1) weil überhaupt das die Fläche treffende Strahlenbündel kleiner ist; denn der Querschnitt F steht zu demjenigen F' des

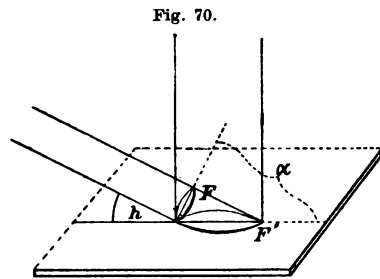
senkrecht auffallenden Bündels in der Beziehung:

$$F = F' \cos \alpha,$$

d. h. F ist die Projektion von F' auf eine zu den Strahlen senkrechte Ebene;

2) weil von den die Fläche treffenden Strahlen im Allgemeinen ein um so grösserer Procentsatz reflektirt wird, je schiefer die Strahlen einfallen.

Was aus dem zweiten Grunde am Effekt auf die Fläche verloren geht, hängt in erster Linie von der Substanz der Fläche ab, und kann deshalb im Allgemeinen (d. h. für die uns vorliegenden meteorologischen Fragen) nicht in Rechnung gezogen werden. Nehmen wir aber z. B. an, dass die Fläche sämtliche, sie treffenden Strahlen absorbire (wie es bei einer mit Lampenruss überzogenen Fläche in der That nahezu der Fall ist), so kommt nur



noch der erste Grund in Betracht, und es handelt sich alsdann bei Berechnung der Einstrahlung auf die Erdoberfläche um ein rein mathematisches Problem, mit welchem sich verschiedene Forscher beschäftigt haben.*) Einige der allgemeinen Resultate dieser Untersuchungen können mit Hilfe einfacher Betrachtungen abgeleitet werden und mögen deshalb hier zur Darstellung gelangen.

Bis auf einen verschwindend kleinen Fehler kann man annehmen, dass auf ein Mal immer die Hälfte der (als kugelförmig zu betrachtenden) Erdoberfläche von den Sonnenstrahlen getroffen wird; der Querschnitt des Strahlenbündels an der Stelle, wo die Erde sich gerade befindet, ist also ein grösster Kreis auf der Erdoberfläche. Je mehr die Erde sich dem Centalkörper nähert, desto grösser wird die Oeffnung jenes Strahlenbündels, und man weiss, dass hiermit die Strahlenmenge im umgekehrten Verhältnisse des Quadrates des Abstandes r von der Sonne zunimmt. Andererseits nimmt aber nach pag. 30 auch die Winkelgeschwindigkeit der Erde in ihrer Bahn um den Centalkörper nach genau demselben Gesetze zu; oder in anderen Worten: die Zeit, welche die Erde nöthig hat, um eine und dieselbe Winkelgrösse zu durchlaufen, ist dem Quadrate des Radiusvektors r direkt proportional. Aus beiden Thatsachen folgt, dass der ganze Planet für gleiche Winkelbewegungen stets dieselbe Strahlungsmenge von der Sonne erhält, denn der Ausfall der Strahlung, welchen z. B. gegenwärtig die geringere Intensität derselben in der das Aphelium einschliessenden Hälfte der Bahn bedingt, wird durch die grössere Dauer dieser Strahlung vollkommen ersetzt.

Dieser Satz wurde bereits im Jahre 1779 von dem Berliner Ober-Baurath Joh. Heinr. Lambert in seiner „Pyrometrie“ bewiesen. Um die Bedeutung desselben zu würdigen, beachte man, dass der Satz (mit Rücksicht auf die unter 1) gegebene Erörterung) noch in allgemeinerer Weise ausgesprochen werden kann, denn „der ganze Planet“ oder „die ganze Erde“ kommt dabei nur insofern in Betracht, als die Projektion der bestrahlten Oberfläche auf eine durch den Planeten, senkrecht zu den Strahlen, hindurchgeführte Ebene bei der Bewegung des Planeten um die Sonne

*) Als der erste ist Halley zu nennen; sodann besonders J. H. Lambert in seiner 1779 erschienenen „Pyrometrie“; — neuerdings Chr. Wiener in der Oesterr. Zeitschr. XIV, pag. 113, wo man auch noch weitere Literatur-Angaben findet (z. B. Meech: On the relative intensity of the heat and light of the sun etc. Smithsonian contributions, Vol. 9, Washington 1857).

immer die gleiche ist. Man denke sich nun zwei sehr schmale kreisförmige Zonen der Erdoberfläche, welche auf der nördlichen und auf der südlichen Hemisphäre von je zwei gleichen, einander unendlich nahen Breitenkreisen ausgeschnitten werden! Zur Zeit des nördlichen Sommersolstitiums wird von der nördlichen Breitenzone, im südlichen Sommersolstitium von der südlichen der grösste Theil beleuchtet; in beiden Fällen haben aber die beleuchteten Stücke die gleiche Grösse und — wegen der parallelen Verschiebung der Erdaxe — die gleiche Neigung zur Erdbahn oder zur Strahlungslinie; ihre Projektionen in dem soeben definirten Sinne sind also gleich — und dasselbe gilt von allen anderen beleuchteten Stücken, welche ebenso, wie das zuerst betrachtete Paar, zwei korrespondirenden Stadien in den gleichnamigen Jahreszeiten der nördlichen und südlichen Hemisphäre entsprechen. Nach dem obigen Satze müssen demnach diese 2 Breitenzonen beispielsweise für die gleiche Winkelbewegung während des 186-tägigen nördlichen und des 179-tägigen südlichen Sommers die gleiche Strahlungsmenge von der Sonne erhalten. Dasselbe gilt aber auch von zwei beliebigen anderen korrespondirenden Winkelbewegungen; somit kann man sagen: Die Bestrahlungsstärken eines Punktes von nördlicher und eines solchen von gleicher südlicher Breite in den Zeiträumen entsprechender Jahreszeiten sind einander gleich.*)

Hiermit ist natürlich auch bewiesen, dass die ganze südliche Hemisphäre während ihres kürzeren Sommers ebenso viel Wärme von der Sonne empfängt, wie die nördliche Hemisphäre in ihrem längeren Sommer.

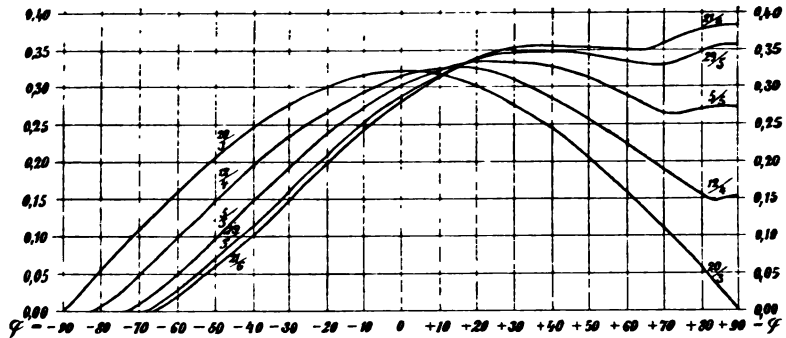
Nach etwa 11000 Jahren wird die Erde während des nördlichen Sommers in Sonnennähe sein; alsdann ist der nördliche Sommer der kürzere, der südliche der längere, an der Gleichheit der Bestrahlung in korrespondirenden Jahreszeiten wird hierdurch aber natürlich Nichts geändert, so dass die von Adhémar versuchte Erklärung der Eiszeit keine Berechtigung hat.

Fig. 71, welche der oben citirten Abhandlung von Wiener entnommen ist, mag dazu dienen, die Abhängigkeit der Bestrahlungsstärke von der geographischen Breite für verschiedene Momente während des Zeitraums zwischen Frühlingsäquinoktium und Sommer-

*) Man sehe die schon erwähnte Abhandlung von Wiener, Oesterr. Zeitschr. XIV, pag. 126; — die oben durchgeführte Ableitung hat Herr Friedrich Roth in Dr. Klein's Wochenschrift für Astronomie etc. angegeben (1885, Nr. 7, 9 und 10).

solstitium zu demonstrieren; als besonders auffallend und interessant ist zu bezeichnen, dass schon am 29. Mai die Bestrahlung des Nordpols grösser ist, als diejenige irgend eines anderen Punktes der Erdoberfläche. Dass trotzdem die Lufttemperatur des Juli in

Fig. 71.



80° N. Br. nach Seite 193 nur 1° beträgt, hat seinen Grund hauptsächlich in dem enormen Wärme-Verbrauche durch Schmelzung der Eismassen.

Um bezüglich des Effektes der Strahlung noch einige Momente hervorzuheben, sei daran erinnert, dass die Intensität der Bestrahlung der südlichen Hemisphäre zur Zeit des südlichen Sommersolstitiums grösser ist, als diejenige der nördlichen im korrespondirenden Stadium. Nichtsdestoweniger beträgt nach der Tabelle pag. 193 beispielsweise unter 40° Breite die Mitteltemperatur des Juli auf der nördlichen Hemisphäre 22,8°, diejenige des entsprechenden Monats (Januar) auf der südlichen Hemisphäre dagegen nur 17,6°; in augenfälliger Weise treten somit die kosmischen Einflüsse gegen die terrestrischen zurück (man vergl. pag. 311).

72. Der Einfluss der Atmosphäre auf die Sonnen-Strahlung. Lässt man die Strahlen der Sonne auf einen kugelförmigen Glaskolben fallen, welcher mit Alaun-Lösung gefüllt ist, so wirkt derselbe wie eine Sammellinse und erzeugt ein (unreines) Sonnenbild, welches sehr hell leuchtet, aber das Thermometer nur in geringem Grade afficirt. Wiederholt man dagegen den Versuch mit Schwefelkohlenstoff, in welchem etwas Jod aufgelöst ist, so vermag man mit Hülfe des Gesichtssinnes von dem Sonnenbilde Nichts mehr wahrzunehmen; bringt man aber an die betreffende Stelle ein Stückchen Feuerschwamm, so entzündet sich dasselbe

sehr bald und verräth dadurch eine Temperaturerhöhung von mehreren hundert Graden.

Im ersten Falle wurden von der Flüssigkeit hauptsächlich diejenigen Sonnenstrahlen absorbiert, welche unmittelbar als Wärme empfunden werden; im zweiten diejenigen, welche vermöge unserer Gesichtsnerven die Lichtempfindung hervorrufen. Man pflegt dementsprechend in der strahlenden Energie der Sonne sowohl, wie in derjenigen anderer Strahlen-Quellen, Wärme- und Lichtstrahlen zu unterscheiden, und als dritte Kategorie noch diejenige der chemisch-wirksamen Strahlen zu betrachten. Bekanntlich lassen aber diese 3 Kategorien keineswegs eine scharfe Trennung zu, denn es sind darunter Strahlensorten, welche zugleich wärmen, leuchten und chemische Zersetzungen hervorrufen; in Wirklichkeit giebt es unendlich viele Strahlenarten, und die Unterschiede derselben sind insofern als quantitative zu bezeichnen, als sie auf die Wellenlänge oder Oscillationsdauer sich beziehen. Beinahe vollkommen homogene Strahlen, d. h. Strahlen von einer und derselben Wellenlänge, können z. B. dadurch gewonnen werden, dass man gewisse Metalle oder Metallsalze bis zur Entwicklung glühender Dämpfe erhitzt; oder dadurch, dass man mit Hülfe eines Prismas oder eines Gitters die Strahlen räumlich trennt, d. h. ein kontinuierliches Spektrum erzeugt, und nur einem sehr kleinen Theile der Strahlen den Durchgang durch einen Schirm gestattet.

Im Allgemeinen sind indessen die Strahlen nicht homogen; es ist deshalb von vornherein anzunehmen, dass die Atmosphäre auf die durch sie hindurchgehenden Sonnenstrahlen auch qualitativ einwirken wird, so dass — abgesehen von der allgemeinen Schwächung sämtlicher Strahlen — auch die Zusammensetzung der Sonnenstrahlen am Grunde des Luftmeeres eine andere sein wird, als bei dem Eintritt in die irdische Atmosphäre. Das Gesetz aber, nach welchem auf dem Wege der Strahlen die Schwächung durch Absorption in der Atmosphäre von Statten geht, wird für jede einzelne Strahlensorte dasselbe sein; nur die Konstante dieses Gesetzes ändert sich von einer Wellenlänge zur andern.

Um nun dieses Gesetz zu erkennen, bezeichnen wir für eine bestimmte Strahlengattung mit J deren Intensität auf dem unendlich kleinen Wege ds (Fig. 72), wo die Luft die Dichtigkeit ρ besitzt, und mit $-dJ$ den Intensitätsverlust, welchen die Strahlen auf dem Wege ds durch Absorption erleiden, so ist offenbar:

$$1) \quad -dJ = a_1 J \rho ds = a_1 J dm,$$

worin a_1 einen konstanten Proportionalitätsfaktor und dm die

Masse der Luft auf dem Wege ds bedeutet. Hieraus ergibt sich $\frac{dJ}{J} = -a_1 dm$, und durch Integration (vergl. pag. 44):

$\text{Log} \frac{J}{J_0} = -a_1 m$, oder in Brigg'schen Logarithmen:

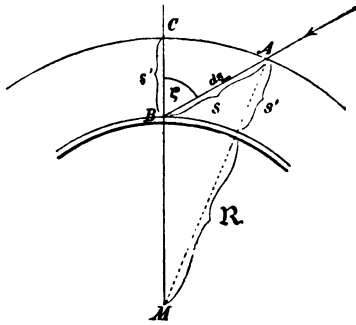
$$2) \quad \log \frac{J}{J_0} = -am,$$

(wenn $a \rightarrow a_1 \text{ Mod.}$ gesetzt wird). Hierin bedeutet nur m die ganze

Masse der Luft auf dem Wege s ; ferner J_0 die Intensität der Strahlung vor dem Eintritte in die Atmosphäre, oder die sogenannte Solar-Konstante; a ist als Absorptionskoefficient zu bezeichnen.

Um der Gleichung 2) eine andere Form zu verleihen, wollen wir dieselbe auf einen speciellen Fall in Anwendung bringen, auf denjenigen nämlich, dass die Sonne im Zenith stehe:

Fig. 72.



$$3) \quad \log \frac{J'}{J_0} = -am'.$$

Dividirt man 2) durch 3), so wird a eliminirt, und man erhält:

$$\log \frac{J}{J_0} = \frac{m}{m'} \cdot \log \frac{J'}{J_0}$$

oder:

$$J = J_0 \left(\frac{J'}{J_0} \right)^{\frac{m}{m'}}.$$

Führt man zur Abkürzung ein:

$$4) \quad \frac{J'}{J_0} = p; \quad \text{und} \quad \frac{m}{m'} = \varepsilon,$$

so resultirt die Gleichung in derjenigen Form, in welcher sie schon von Bouguer*) und Pouillet**) angewandt wurde, nämlich:

$$5) \quad J = J_0 p^\varepsilon.$$

Für den Fall, dass die Beobachtung am Grunde des Luftmeeres ausgeführt wird, nennt man p den Durchlässigkeits- oder

*) Traité d'optique sur la gradation de la lumière; Paris 1760.

**) Pogg. Annal. 45, 30.

Transmissions-Koeffizienten; denn nach 5) bedeutet J_{0p} denjenigen Bruchtheil der ursprünglichen Strahlung J_0 , welcher für $\varepsilon = 1$, also bei vollkommen zenithalem Stande der Sonne, zum Beobachtungsorte gelangen würde.

Es bleibt nun noch ε als Funktion der Zenithdistanz ζ der Sonne zu bestimmen. Offenbar verhalten sich die auf den beiden Wegen s und s' liegenden Luftmassen m und m' wie diese Wege selbst; nach Fig. 72 hat man deshalb annäherungsweise:

$$6) \quad \varepsilon = \frac{1}{\cos \zeta} = \sec \zeta.$$

Eine genauere Formel ergibt sich, wenn man im Dreieck AMB (Fig. 72) die Seite $AM = \mathfrak{R} + s'$ durch die beiden anderen und den gegenüberliegenden Winkel, oder dessen Komplement ζ ausdrückt; setzt man zur Abkürzung noch

$$\frac{\mathfrak{R}}{s'} = r,$$

so findet man:

$$7) \quad \varepsilon = \sqrt{1 + 2r + r^2 \cos^2 \zeta} - r \cos \zeta.$$

In dieser, von Lambert herrührenden Formel setzte Pouillet $r = 80$, einer Atmosphärenhöhe $s' = 80$ km entsprechend. Von Radau*) wurde indessen nachgewiesen, dass man die Höhe der wirksamen Atmosphäre zu etwa 10 km annehmen und $r = 630$ setzen müsse, um zu einigermaßen exakten Resultaten und zu einer besseren Uebereinstimmung mit einer genaueren, von Laplace aufgestellten (und z. B. von M. Forbes**) ausgerechneten) Formel zu gelangen;***) die Vergleichung der verschiedenen Ausdrücke ermöglicht der folgende Auszug aus einer von Radau berechneten Tabelle der Werthe von ε :***)

ζ	$\sec \zeta$	Laplace (Forbes)	Lambert (Radau)	Lambert (Pouillet)
0°	1,000	1,000	1,000	1,00
20°	1,064	1,065	1,064	1,06
40°	1,305	1,306	1,303	1,30
60°	2,000	1,995	1,995	1,96
80°	5,76	5,57	5,62	4,92
85°	11,47	10,22	10,48	7,51
90°	∞	35,5	35,5	12,7

*) Actinométrie, par M. R. Radau; Paris, Gauthiers-Villars, 1877.

**) James Forbes: On the Transparency of the atmosphere, Phil. Trans., 1842.

***) Neuerdings hat Dr. Maurer in Zürich für ε einen Ausdruck abgeleitet, welcher auch der atmosphärischen Refraktion Rechnung trägt; man sehe darüber: Arch. des Sciences, III. Sér., Vol. X, pag. 374.

So lange die Sonne nicht niedriger steht, als 10° (ζ nicht grösser ist als 80°), darf man somit ε unbedenklich nach der einfachen Formel 6) berechnen.

Hat man am Beobachtungsorte B die Intensität J an einem und demselben Tage bei 2 verschiedenen Sonnenhöhen bestimmt, so resultiren aus 5) zwei Gleichungen, deren Auflösung nach J_0 und p diejenigen Grössen ergibt, auf welche es in der Aktinometrie ankommt: die Intensität der Sonnenstrahlung, wie sie ohne die irdische Atmosphäre sich zeigen würde, und die absorbirende (resp. „durchlassende“) Kraft der letzteren.

Das logarithmische Absorptionsgesetz 2) oder 5) kann aber — wie oben schon erörtert — nur für homogenes Licht vollkommene Gültigkeit beanspruchen; hieraus ergibt sich von selbst die Nothwendigkeit, die Sonnenstrahlung mit Hülfe eines Prismas oder Gitters räumlich zu zerlegen und möglichst kleine Partien des Spektrums für sich zu untersuchen. Diese Aufgabe scheiterte indessen bisher an der Unempfindlichkeit der Messapparate, und selbst die Thermosäule reichte dazu nicht aus. Erst im Jahre 1880 ist es S. P. Langley gelungen, in seinem Bolometer ein entsprechendes Instrument zu konstruiren.*) Die Untersuchungen wurden zu Allegheny begonnen; von den Resultaten geben wir zunächst in der folgenden Tabelle für verschiedene Wellenlängen die Intensitäten J_0 vor dem Eintritt in die Atmosphäre, und die Intensitäten J_1 und J_2 bei hohem und niedrigem Stande der Sonne; der Gleichung 6) genügen die Zahlen, wenn $\varepsilon_2 = 2,26 \varepsilon_1$ angenommen wird. Die Wellenlänge ist in $\frac{1}{1000}$ mm angegeben, so dass der Fraunhofer'schen Linie H die Zahl 0,400, und der Linie D die Zahl 0,595 zukommt:

Wellenlänge:	0,375	0,400	0,450	0,500	0,600	0,700	0,800	0,900	1,000
J_0 :	335	683	1031	1203	1083	849	519	316	309
J_1 :	112	253	424	570	621	553	372	238	235
J_2 :	27	63	140	225	311	324	246	167	167

Diese Tabelle bestätigt nun auf den ersten Blick, dass die irdische Atmosphäre auf die verschiedenen Strahlenarten in ganz verschiedener Weise einwirkt: am wenigsten werden die rothen und ultrarothten Strahlen (mit einer Wellenlänge $> 0,75$) absorbirt, am stärksten die ultravioletten (Wellenlänge $< 0,40$), indem von letzteren bei niedrigem Sonnenstande weniger als $\frac{1}{12}$

*) „The Selective Absorption of Solar Energy“ in the London, Edinburgh and Dublin Phil. Mag., Vol. XV, 1883, Jan. — June, pag. 153. — Eine Beschreibung des Bolometers findet man in der Zeitschrift für Instrumentenkunde, Bd. IV, pag. 27.

bis zur Erdoberfläche gelangt. Das Maximum der Intensität fällt bei einem grossen Wege durch die Atmosphäre auf die am wenigsten brechbaren leuchtenden Strahlen (roth), bei höherem Sonnenstande auf das Gelb, und bei demjenigen Spektrum, wie wir es mit Hilfe dieser wichtigen Untersuchungen für die, dem Einflusse der Atmosphäre gänzlich entzogenen Strahlen konstruiren können, auf die Wellenlänge 0,50—0,55, also in das Grün. Die Sonne würde uns somit in blauer Farbe erscheinen, wenn die Atmosphäre plötzlich verschwände.

Für das prismatische Spektrum variirt nach Langley der Durchlässigkeitsfaktor p zwischen 0,538 und 0,895, mit stetiger Zunahme vom Violett zum Roth. — Die mittlere Absorption durch die Atmosphäre glaubt Langley mindestens doppelt so gross veranschlagen zu sollen, als man sie bisher auf Grund der durchaus ungenügenden summarischen Methode gefunden hat, also auf etwa 40%, anstatt 20%.*)

Die für die Meteorologie recht wichtige Frage nach der absorbirenden Kraft des Wasserdampfes, welche durch den ungeschlichteten Streit zwischen zwei der hervorragendsten Experimentatoren der Neuzeit (Tyndall und Magnus) eine gewisse Berühmtheit erlangt hat, scheint auch durch die Untersuchungen Langley's kaum ihrer Lösung näher geführt zu sein. Tyndall ist nach wie vor von der starken absorbirenden Kraft des Wasserdampfes überzeugt und sucht auch in meteorologischen Thatsachen Beweise dafür beizubringen. In „Nature“ Vol. 27 n. 694, pag. 377 z. B. beschreibt er einige, auf Hind Head bei Haslemere, 900 Fuss über dem Meeresniveau, angestellte Versuche, bei denen ein Thermometer 4 Fuss über dem Boden, ein anderes unmittelbar auf dem Boden auf Baumwolle gebettet, beobachtet wurden. In heller, sternklarer Nacht stand letzteres tiefer als das, die „Lufttemperatur“ (§ 73) angegebende Thermometer; die Differenz war am kleinsten bei hoher Temperatur. Hieraus zieht Tyndall den Schluss, dass die grössere Menge Wasserdampf bei der höheren Temperatur durch seine absorbirende Wirkung der Austrahlung mehr Einhalt thut und so gewissermaassen als Schirm gegen den Wärmeverlust angesehen werden kann, indem z. B. bei Tage der Wasserdampf die von der Sonne kommenden leuchtenden Strahlen ungehindert soll passiren lassen, während die von der Erde ausgehenden dunklen Wärmestrahlen zurückgehalten werden. Dahingegen wird von

*) „Ueber den Betrag der atmosphärischen Absorption;“ aus Phil. Mag. vol. XVIII, übersetzt in Exner's „Repertorium der Physik“ XXI, pag. 39.

Langley in einer Anmerkung (Phil. Mag. XV, pag. 163) ausdrücklich darauf hingewiesen, dass die leuchtenden Strahlen bei geringerer Feuchtigkeit stärker durchgelassen werden, als bei grösserem Feuchtigkeitsgehalte der Luft.

Woeikof*) wendet sich gegen die Stichhaltigkeit der Tyndall'schen Erklärung seiner obenerwähnten Beobachtungen und bemerkt unter Anderem: Er und die Gegner Tyndall's seien ebenfalls der Ueberzeugung, dass die Gegenwart des Wasserdampfes einen Einfluss ausübe; nur meinten Letztere, dass dabei die grössere relative Feuchtigkeit der Luft mehr in Betracht komme, als die absolute, indem bei grosser relativer Feuchtigkeit bald eine theilweise Kondensation eintrete, durch welche zwar ganz durchsichtige und unsichtbare, aber zweifellos stark strahlenabsorbirende Wassertröpfchen entstehen; während dem gasförmigen Wasserdampfe eine solche absorbirende Kraft wohl nicht zukomme.

Ferner erklärte schon 1866 Dr. G. Neumayer in einem Briefe an Tyndall („Discussions“ pag. 116):

a) „Die absolute Wasserdampfmenge in der Luft ist für sich allein als ein Kriterium für den Betrag der Ausstrahlung**) nicht genügend....

b) Die absolute Dampfmenge, im Verein mit einer gewissen Temperatur, d. h. die relative Feuchtigkeit der Luft, beeinflussen in hohem Grade die Ausstrahlung, und zwar in solcher Weise, dass die Ausstrahlung um so geringer wird, je mehr die relative Feuchtigkeit zunimmt.“

Ueberdies ist die absorbirende Kraft des flüssigen Wassers durch neuere photographische Versuche von Capt. Abney und Festing***) direkt nachgewiesen worden; durch Einschaltung verschieden dicker Wasserschichten wurden an trockenen Tagen Spectra mit Absorptionsbanden erzielt, welche denjenigen der blossen Atmosphäre an feuchten Tagen (bei verschiedenen Feuchtigkeitszuständen) vollkommen entsprachen.

Dass übrigens dem Wasserdampfe keineswegs alle absorbirende

*) „Nature“ Vol. 27, N. 698; und Oesterr. Zeitschr. XVIII, pag. 275.

**) Es handelt sich um die auf die Lufttemperatur zu beziehende Depression eines Thermometers, welches in dem Brennpunkte eines dem Zenith zugekehrten parabolischen Reflektors angebracht war; der Reflektor war von einem Holz-Häuschen derart umgeben, dass das Zenith über dem Instrumente für einen Raum von 38° vollkommen frei blieb, während die Sonnenstrahlen für einen Raum von 38° vollkommen frei blieb, während die Sonnenstrahlen dasselbe (zu Melbourne, in einer Breite von 38°) nicht erreichten.

***) „Atmospheric Absorption in the Infra-red of the Solar Spectrum;“ „Nature,“ vol. 28, N. 706, pag. 45.

Kraft bezüglich^o der Wärmestrahlen abzusprechen sei, hat sich aus neueren Kabinet-Versuchen von Röntgen ergeben.*)

73. Definition der Lufttemperatur, und Abhängigkeit der letzteren von der Unterlage. Wenn in der Meteorologie schlechtweg von der Lufttemperatur gesprochen wird, so ist darunter diejenige Temperatur zu verstehen, welche der über die betreffende Gegend hinwegstreichende Luftstrom in einer Höhe von 1—2 m über der Erdoberfläche wirklich besitzt. Die Bestimmung der Lufttemperatur scheint also eine sehr leichte Aufgabe zu sein und sich darauf zu reduciren, dass man ein Thermometer von möglichst geringer Masse und specifischer Wärme mit der Luft einfach in Berührung bringt. Dieses bei anderen Körpern allgemein angewandte Verfahren gründet sich aber — genau betrachtet — auf 2 Voraussetzungen, nämlich: dass 1) bei dem Wärme-Austausche des betreffenden Körpers mit dem Thermometer die Temperatur des ersteren nicht merklich verändert werde; und dass 2) hierbei ein Wärmeaustausch einzig und allein zwischen dem zu untersuchenden Körper und dem Thermometer erfolge. Letztere Voraussetzung wird z. B. bei festen und undurchsichtigen Körpern im Allgemeinen vollkommen erfüllt sein; nicht so bei durchsichtigen (richtiger: diathermanen) Flüssigkeiten, wie z. B. Schwefelkohlenstoff (oder Wasser), denn diese verhindern nicht den gleichzeitigen Wärmeaustausch mit der Umgebung. Dieser störende Einfluss wird hier aber quantitativ zurücktreten, indem wegen der grossen specifischen Masse und Wärme der tropfbaren Flüssigkeit der ersten Voraussetzung in überreichem Maasse genügt wird.

Bei der Luft ist indessen beides nicht der Fall, und ganz besonders fehlt es an einer Erfüllung der zweiten Voraussetzung, denn der Luftstrom selbst, so wie auch das Thermometer, ist ja dem Einflusse der Insolation und Ausstrahlung frei ausgesetzt; hierbei ändert das Thermometer seine Temperatur in einer, von dem Stoffe und der Oberflächen-Beschaffenheit abhängigen Weise: ein mit Russ überzogenes Thermometer wird z. B. in der Sonne weit höher steigen und in klarer Nacht weit tiefer sinken, als ein gewöhnliches Thermometer mit blanker Glasoberfläche. Schützt man aber die Thermometer durch eine weite Hülle gegen Strahlung, so hemmt man den Luftzutritt zu den Thermometern, und die stagnirende Luft ändert ihre Temperatur durch Berührung oder Strahlungsaustausch mit der Hülle. Noch gegenwärtig wird die

*) Ann. d. Phys. u. Chem., N. F. XXIII.

Frage nach einer tadellosen Aufstellung der Thermometer zur Bestimmung der Lufttemperatur lebhaft diskutirt.*) Gegen die sehr gebräuchliche Aufstellung an der Nordseite eines Hauses ist einzuwenden, dass durch die Nachbarschaft der grossen, die Temperatur wenig ändernden Masse die Extreme abgestumpft werden, andererseits aber der Schutz gegen direkte Sonnenstrahlung nicht zu allen Jahreszeiten ein vollkommener ist, wenn man nicht (etwa durch Aufstellung in einer einspringenden Ecke) die Luftcirculation zu sehr behindern will.

Am meisten empfiehlt sich wohl die Aufstellung auf freiem Platze unter Anwendung zweier Hüllen, deren innere aus einem kleinen Zinkblechgehäuse**) mit Jalousie-Wänden besteht, während die äussere in Form einer kleinen Hütte aus weiss angestrichenem Holze herzustellen und auf jeden Fall derartig zu konstruiren ist, dass die durch Berührung mit den Wänden erwärmte Luft die Thermometer nicht erreichen kann; Jalousie-Wände an der Sonnen- seite sind deshalb zu vermeiden. Ausserdem ist für kräftige Luft-erneuerung Sorge zu tragen. In bescheidenem Maasse wird letztere durch einen etwa 1 m langen, aussen geschwärzten Schornstein erreicht, welcher gerade dann, wenn es am nöthigsten ist (im freien Sonnenlichte) zu lebhaftester Thätigkeit gelangt. Künstliche, durch irgend einen Motor getriebene Ventilatoren wirken allerdings sicherer und sind kaum zu entbehren, wenn etwa die Registrirung der Temperatur (des trockenen und feucht gehaltenen Thermometers) in kontinuierlicher Weise erfolgen soll.

Wo dieser Zweck nicht vorliegt, wird man auch mit Hilfe des Schleuder-Thermometers (thermomètre fronde) bei einiger Geduld ganz gute Resultate erzielen; dieses Verfahren sucht eben den unmittelbaren Einfluss der Masse des zu prüfenden Körpers in dem Grade zu steigern, dass dagegen der störende Einfluss der Diathermansie gänzlich zurücktritt. Immerhin dürfte es sich empfehlen, die Bestimmung nicht in direktem Sonnenschein vorzunehmen, sondern etwa im Schatten eines Baumes, welcher dem Luftstrom frei ausgesetzt ist.

*) Z. B.: A. Hazen in Washington: Ueber die Bestimmung der Temperatur und Feuchtigkeit der Luft; Oesterr. Zeitschr. XX, pag. 90. — H. Wild: Ueber die Bestimmung der wahren Lufttemperatur; ibid. p. 161.

**) Zur Abhaltung sekundärer, d. h. nicht direkt von der Sonne kommenden Strahlung erscheint überhaupt ein leichtes Metallgehäuse ausreichend und zweckmässig, weil dasselbe schnell die Temperatur der umspülenden Luft annimmt.

Für die Meteorologie ist das verschiedene Verhalten der Land- und Wasserflächen, der Strahlung gegenüber, von fundamentaler Bedeutung. Dieser Unterschied besteht

1. in dem weit grösseren Absorptions- und Ausstrahlungsvermögen der Landflächen;

2. in der geringeren Wärme-Kapazität derjenigen Stoffe, aus welchen die Landflächen bestehen; denn die spezifische Wärme der Mineralien beträgt im Allgemeinen nur $\frac{1}{4}$ — $\frac{1}{7}$ von derjenigen des Wassers;*)

3. darin, dass bei trockenen Landflächen die ganze Wärme-Zufuhr auf Steigerung der Temperatur, bei den Wasserflächen dagegen ein Theil derselben auf Aenderung des Aggregat-Zustandes verwendet wird;

4. darin, dass sich die zugeführte oder ausgestrahlte Wärme bei dem Wasser auf eine weit grössere Masse vertheilt, und zwar

a) infolge der bis zu einem gewissen Grade entwickelten Diathermansie des Wassers, während ein direktes Eindringen der Strahlen in das Innere des Körpers bei der Erdkruste so gut wie vollkommen ausgeschlossen ist;

b) infolge des Auftretens von Konvektionsströmungen, indem insbesondere die durch Ausstrahlung erkalteten Theilchen der Oberflächenschicht sofort herabsinken und wärmeren Theilchen Platz machen.***) Ueberhaupt bewirkt die Beweglichkeit und die fast nie ganz fehlende Bewegung des Wassers eine Bethheiligung grösserer Massen an dem Prozesse der Aus- und Einstrahlung.

Alle diese Umstände wirken zusammen, um die Steigerung der Temperatur durch Insolation, sowie die Erniedrigung derselben durch Ausstrahlung, bei den Landflächen im Vergleiche zum Wasser in höchstem Grade zu begünstigen.****) Zur Illustration dieser wichtigen Thatsache möge die mittlere Temperaturvertheilung auf der Iberischen Halbinsel dienen, wie sie durch die Kärtchen

*) Allerdings ist zu beachten, dass im vorliegenden Falle eher die spezifische Wärme gleicher Volumina in Betracht kommt; aber auch diese ist beim Wasser grösser, da die Dichtigkeit der betreffenden Mineralien nur das $\frac{2}{3}$ - bis 3fache von derjenigen des Wassers beträgt.

***) Bekanntlich hat das Meerwasser sein Dichtigkeitsmaximum nicht — wie reines Wasser — bei 4° C. über Null, sondern bei einer Temperatur, die einige Grade unter dem Gefrierpunkte des süssen Wasser liegt.

****) Sekundär spielt hierbei auch noch die grössere Bewölkung über den Wasserflächen eine Rolle.

Fig. 73 und 74 nach den Untersuchungen von Teisserenc de Bort*) wiedergegeben ist; im Juli übertrifft die Temperatur im mittleren und südlichen Theile des kontinentalen Spaniens diejenige der Küste um nicht weniger als 5 bis 10°; im Januar dagegen befindet sich der kälteste Punkt der ganzen Halbinsel im Innern derselben. (Neben dem Einflusse des Untergrundes giebt sich natürlich derjenige der geographischen Breite in beiden Jahreszeiten in einer Verschiebung des wärmeren Gebietes nach Süden, resp. des kälteren nach Norden deutlich zu erkennen.)

Die Temperaturdifferenzen zwischen Wasser und Land müssen nun in der in § 32 erläuterten Weise entsprechende barometrische Gradienten und Systeme von Konvektionsströmungen hervorrufen. Diese Schlussfolgerung wird durch die Kärtchen Fig. 75 und 76 vollkommen bestätigt, in frappanter Weise namentlich bezüglich der Luftdruckvertheilung, während die Wind-Pfeile, welche die durchschnittliche Luftbewegung zur Darstellung bringen, einzelne Unregelmässigkeiten zeigen, wie man sie bei der reichen vertikalen Gliederung der Iberischen Halbinsel wohl nicht anders erwarten darf.

Höchst instruktiv erscheinen ferner die in Fig. 77 und 78 reproducirten Kärtchen der Luftdruckvertheilung für verschiedene Stunden des Tages in einem und demselben Monate (Juli); es ist daraus ersichtlich, dass die Unterlage auch bei den schnellen Aenderungen im täglichen Gange des Luftdrucks in ähnlicher Weise modificirend einwirkt, wie bei dem jährlichen Gange des Barometers, und dass die täglichen Land- und Seebrisen im Grunde dieselbe Ursache haben, wie die Monsune.

74. Der Kreislauf des Wassers in der Atmosphäre. In früheren Paragraphen (57—59, sowie auch 52) ist vielfach bereits von der Ausscheidung des Wassers aus der Atmosphäre die Rede gewesen; indem letzterer Vorgang hier und dort fortwährend sich vollzieht, kann der durchschnittliche Wasserdampfgehalt der Atmosphäre nur dadurch einigermassen konstant erhalten werden, dass ein anderer Vorgang: derjenige der Verdunstung, der Atmosphäre ununterbrochen neue Wassermengen zuführt. Es handelt sich jetzt darum, die Phasen des in dieser Weise sich entwickelnden Kreislaufes einer etwas genaueren Betrachtung zu unterziehen.

*) Annales du Bureau central météorologique de France, 1879 (IV, Météorologie générale).



Fig. 73. Isothermen im Januar.

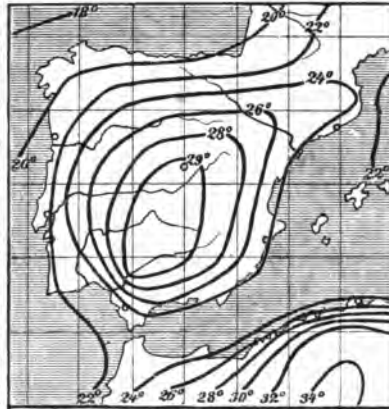


Fig. 74. Isothermen im Juli.

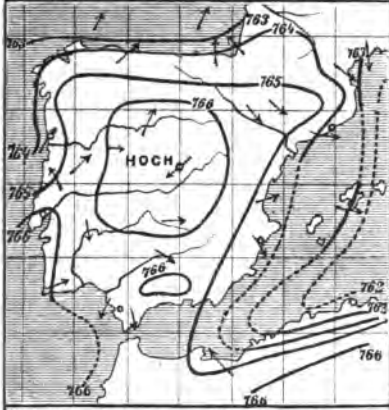


Fig. 75. Isobaren u. Winde im Januar

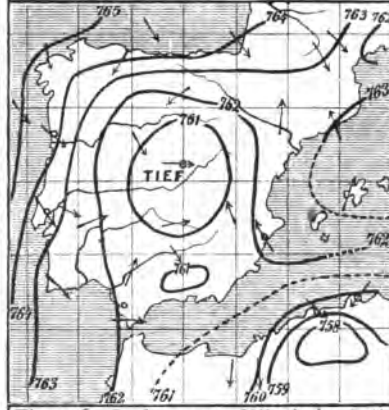


Fig. 76. Isobaren u. Winde im Juli

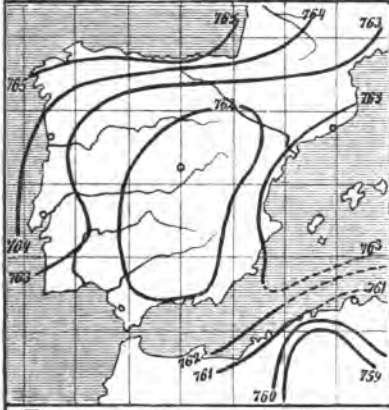


Fig. 77. Isobaren um 9^h im Juli

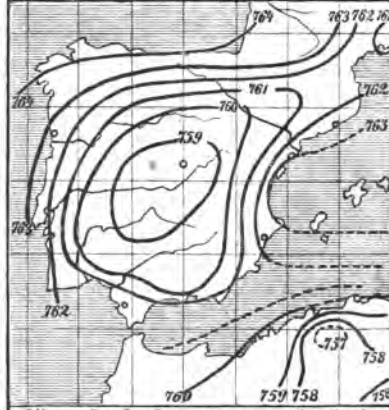


Fig. 78. Isobaren um 3^h im Juli

Den Vorgang der Verdunstung oder Verdampfung*) hat man sich in folgender Weise vorzustellen. Jeder Temperatur entspricht ein gewisser mittlerer Bewegungszustand der Moleküle eines Körpers, indem die Energie der Bewegungen mit der Temperatur anwächst (vergl. § 14). In einer tropfbaren Flüssigkeit hat man zugleich schwingende oder drehende, und fortschreitende Bewegungen anzunehmen, wobei die mittlere Geschwindigkeit eines Moleküls nur mit der Temperatur sich ändert; hiermit ist aber nicht ausgeschlossen, dass die wirkliche Geschwindigkeit von diesem Mittelwerthe häufig beträchtlich abweicht, und wenn dieses an der freien Oberfläche einer Flüssigkeit der Fall ist, wird ein Molekül nicht selten die Wirkungssphäre der Nachbarmoleküle überschreiten und nun wie ein Gasmolekül geradlinig in dem über der Flüssigkeit befindlichen Raume fortschreiten. Ist dieser Raum vollkommen geschlossen, so kehrt das Molekül früher oder später zur Oberfläche der Flüssigkeit wieder zurück, um sogleich den flüssigen Molekülen wieder zugesellt zu werden. War der Raum über der Flüssigkeit anfangs leer, so wird dieses bald nicht mehr der Fall sein, indem die Zahl der zurückkehrenden Moleküle zunächst kleiner ist, als diejenige der von der Oberfläche fortgeschleuderten Moleküle; sobald hier Gleichheit eintritt, bleibt die Menge des Dampfes über der Flüssigkeit unverändert, wobei jedoch — wie bei einem thierischen Organismus — ein beständiger Wechsel des Stoffes erfolgt; der Raum ist alsdann mit Flüssigkeits-Dampf gesättigt, und es erscheint nun begreiflich, dass dieser Zustand — abgesehen von der Eigenartigkeit der Flüssigkeit — allein durch die Temperatur bestimmt wird; letzteres sogar in solchem Grade, dass gleichzeitig in dem Raume vorhandene Moleküle eines (sogenannten) permanenten Gases die Menge der von demselben aufgenommenen Flüssigkeitsmoleküle nicht verringern, sondern nur die Erreichung des Sättigungszustandes verzögern, indem sie den Austausch der Flüssigkeitsmoleküle mechanisch hemmen.

Die Intensität der Verdunstung einer freien, der Luft ausgesetzten Wasseroberfläche wird somit durch die folgenden Momente begünstigt werden: 1) hohe Temperatur; 2) geringe relative Feuchtigkeit der darüber lagernden Luft; 3) Bewegung dieser Luft, indem dadurch die Ansammlung von gasförmigen Wassermolekülen über der Flüssigkeit vermieden wird; 4) geringer

*) Bei dem Worte „Verdampfung“ denkt man meist an eine Zufuhr künstlich erzeugter Wärme; das Sieden einer Flüssigkeit repräsentirt eine Verdampfung, welche nicht nur an der Oberfläche, sondern auch im Innern der Flüssigkeit von Statten geht.

Luftdruck, indem mit letzterem die Zahl der mechanisch hemmenden Moleküle abnimmt. *)

Von diesen Gesichtspunkten ausgehend, hat Prof. Weilenmann eine Formel aufgestellt, welche die Verdunstungshöhe h theoretisch aus den übrigen meteorologischen Elementen zu berechnen gestattet. Dieselbe lautet:

$$h = \mu_1 \left(\Sigma \frac{m}{\alpha + \lambda} + \gamma \cdot \Sigma \frac{mV}{\alpha + \lambda} \right),$$

worin μ_1 und γ Konstanten sind, und

$$\lambda = \frac{Cb}{1000 r \cdot 0,622} \quad \bullet$$

für denselben Ort, d. h. für denselben mittleren Luftdruck b konstant ist. Es bedeuten ferner:

- C die spezifische Wärme der Luft (0,2375),
- r die Verdampfungswärme bei gewöhnlicher Temperatur (rund = 0,6),
- V die Windgeschwindigkeit,
- α die Aenderung der Sättigungsspannkraft für 1° Cels.
 $\left(= \frac{de}{dt}, \text{ pag. 175} \right),$

m das „Sättigungsdeficit“, nämlich die Zahl der Gramme Wasserdampf, die im Kubikmeter Luft zur Sättigung noch fehlen (nach Gl. 17') pag. 48 zu berechnen).

Das Zeichen Σ bedeutet, dass man die Werthe $m : (\alpha + \lambda)$ und $mV : (\alpha + \lambda)$ für jede einzelne Tagesstunde berechnen, und z. B. wenn die Verdunstungshöhe eines ganzen Monats bestimmt werden sollte, die erhaltenen Zahlen für den ganzen Monat addiren muss. — Bezüglich weiterer, dem vorliegenden Zwecke angepassten Umformung dieser Gleichung sehe man die Oesterr. Zeitschr. XII, pag. 269, oder „Schweizer. Met. Beob.“, XII. Jahrg., 1875.

Die Vergleichung der theoretisch berechneten Werthe mit den empirisch bestimmten Verdunstungsmengen lieferte ein recht befriedigendes Resultat; die Konstanten hat man indessen jedem Verdunstungsmesser (Atmometer) erst anzupassen, da leider eine genügende Uebereinstimmung zwischen den verschiedenen vorgeschlagenen Methoden noch nicht erzielt ist. — Unter den neueren Untersuchungen über die Beobachtungen der Verdunstung sind

*) Auch die Höhe des exponirten Wassers kann nicht ganz ohne Einfluss sein, indem eine ganz seichte Schicht durch die Verdunstung eine merkbare Abkühlung erleiden muss. — Hierauf beruht das Psychrometer.

besonders diejenigen von Stelling im Repertorium für Meteorologie hervorzuheben („Ueber den jährlichen Gang der Verdunstung in Russland,“ Bd. VII, No. 6; — „Ueber die Abhängigkeit der Verdunstung des Wassers von seiner Temperatur und von der Feuchtigkeit und der Bewegung der Luft;“ Bd. VIII, No. 3).

Im Wasser aufgelöste Salze müssen die Verdunstung verringern, denn in einem geschlossenen Raume ist im Zustande des Gleichgewichtes bei einer Salzlösung weniger Wasserdampf vorhanden, als bei reinem Wasser, indem die Salzmoleküle diejenigen des Wassers kräftiger zurückhalten, als andere Wassermoleküle es thun. Direkte Vergleichen zwischen Meerwasser und süßem Wasser hat zuerst Prof. Chapman zu Toronto angestellt (man sehe Oesterr. Zeitschr. III, pag. 505); ihnen zufolge beträgt die Verdunstung des Meerwassers nur 0,54 von derjenigen des süßen Wassers. Prof. Ragona in Modena erzielte bei einer ersten Versuchsreihe nahezu dasselbe Resultat: 0,56; bei einer zweiten fand er eine mit Temperatur und Feuchtigkeit wechselnde Beziehung; es kamen auch Fälle vor, in denen das salzhaltige Wasser eine Zunahme zeigte, während das reine Wasser abgenommen hatte. Nach Attlemayr, Handbuch der Oceanographie, hat Prof. Köttendorfer nur eine Verringerung im Verhältnisse 110 : 100 gefunden.

Mit der geringeren Verdunstungsfähigkeit des Meerwassers hängt offenbar zusammen, dass die relative Feuchtigkeit der Luft auf offenem Meere durchschnittlich nur etwa 82% (am Aequator) bis 92% (in hohen Breiten) beträgt.

Die Kondensation der atmosphärischen Feuchtigkeit sieht man häufig an festen Gegenständen sich vollziehen, und zwar 1) dadurch, dass dieselben in heiterer Nacht durch Ausstrahlung schnell sich abkühlen; je nach der Temperatur erfolgt dann die Ausscheidung in Form von Thau oder Reif. Am reichlichsten bilden sich diese Kondensationsprodukte bei ruhiger Luft und auf rauhen Oberflächen von Körpern, welche entweder eine sehr geringe Wärmeleitungsfähigkeit besitzen, oder mit dem Erdboden nur in sehr lockerer Verbindung stehen: reichlicher also auf frei liegenden Brettern und Grasplätzen, als auf Kieswegen, stärker auf losem Kies als auf festem Stein, am schwächsten auf Metallen.

Durch eventuelle Verdunstung von Wasser (wie bei Gräsern etc.) wird die Abkühlung bis zur Thaubildung sehr begünstigt; ist aber der Thaupunkt erreicht, so wird natürlich dieses Moment unwirksam; ausserdem tritt aber ein verzögerndes Moment hinzu, denn es muss nun auch noch die freiwerdende Verdampfungswärme (und

eventuell noch die Schmelzwärme) durch Strahlung gegen den Weltraum abgegeben werden. Nach Erreichung des Thaupunktes muss deshalb die Abkühlung weit langsamer von Statten gehen, was durch den folgenden, von Jamin mitgetheilten Versuch, bei welchem der Stand eines Thermometers mit geschwärzter Kugel in Intervallen von 3 zu 3 Minuten beobachtet wurde, zur Evidenz bestätigt wird:

Zeit	Temperatur	Abnahme d. Temp.
3 ⁿ 13 ^m	11,00 ^o	1,40 ^o
16	9,60	1,05
19	8,55	0,90
22	7,65	0,35
25	7,30	0,30
28	7,00	0,32
31	6,68	

Thaupunkt 7,5^o

Eine vollständige Unveränderlichkeit der Temperatur nach Beginn der Thau- oder Reifbildung ist also keinesfalls zu erwarten. Liegt der Thaupunkt der Luft am Nachmittage noch einige Grade über Null, so ist zwar die Reifgefahr als sehr gering, keineswegs aber als vollkommen ausgeschlossen zu betrachten.

Eingehende Untersuchungen über den Gang der Temperatur und Feuchtigkeit in verschiedenen Schichten sind besonders von Hamberg und Rubenson, sowie von Chistoni ausgeführt worden (Referate in der Oesterr. Zeitschr.: XI pag. 65, XII pag. 105 und XVII, pag. 112).

Ohne Ausstrahlung, aber ebenfalls infolge eines Temperatur-Ueberschusses der Luft erfolgt 2) die Ausscheidung flüssigen oder gefrorenen Wassers an festen Gegenständen (an Bäumen, Mauern etc.), wenn nach längerer Kälte ein rascher Umschlag der Witterung sich vollzieht und feucht-warme Luft die kalten Gegenstände umspült. Die Bildung dieser reif-artigen Ueberzüge, welche gewöhnlich als **Rauh frost** bezeichnet werden, wird — im Gegensatze zu Thau und Reif — durch eine gute Wärme-Leitungsfähigkeit der Gegenstände begünstigt. Auch auf Eisflächen treten dieselben auf, und man darf annehmen, dass auch die Oberflächen der Gewässer zuweilen den Wasserdampf feuchter Luftströme kondensiren.

Unter ganz ähnlichen Witterungsverhältnissen überziehen sich Trottoirs, Mauern etc. zuweilen mit einer soliden Eisschicht, welche durch Gefrieren des Regenwassers an den kalten Oberflächen entsteht; diese Erscheinung ist unter dem Namen **Glatt eis** bekannt. Ebenso nennt man Ueberzüge und Ansätze von solidem Eis,

welche in feuchten Klimaten, wie auf den Gipfeln unserer mittel-deutschen Gebirge und an der Nordseeküste, nicht selten auftreten und sich dadurch auszeichnen, dass 3) eine Temperatur-Differenz zwischen den festen Gegenständen und der umspülenden Luft nicht erforderlich ist. Ihre Entstehung ist offenbar darauf zurückzuführen, dass bei allgemeinem Sinken der Temperatur die Nebel-Tröpfchen unter Null Grad sich abkühlen, ohne in der Luft zu erstarren, während das Gefrieren bei Berührung rauher Oberflächen sofort sich vollzieht. Der Eisüberzug bildet sich deshalb stets an der dem Winde ausgesetzten Seite der Objekte und kann unter Umständen eine grosse Mächtigkeit erlangen (auf dem Brocken sind derartig entstandene Eismassen von 1—2 m Dicke beobachtet worden).

Wird ein Luftquantum seiner ganzen Masse nach abgekühlt — wie es meistens durch Verringerung des Druckes, in viel geringerem Grade vielleicht auch durch direkte Ausstrahlung geschieht — so erfolgt die Ausscheidung des Wassers in Form sehr kleiner Körperchen, deren Gesammtheit in der Nähe der Erdoberfläche den Nebel, in grösserer Höhe in der Luft schwebend die Wolken repräsentirt. Zum Theil ist indessen die Ausscheidung des feinertheilten Wassers jedenfalls auch der Mischung verschieden warmer Luftmassen zuzuschreiben (vergl. pag. 236), woraus sich besonders die Verbreitung des Nebels bis zu beträchtlicher Höhe über der Erdoberfläche erklären dürfte. Im Allgemeinen sind nämlich die Bedingungen der Nebel-Bildung als mit denen der Wolken-Bildung geradezu kontrastirend zu bezeichnen: erstere bestehen in einem möglichst stabilen Gleichgewichte der Atmosphäre (vgl. pag. 182), während letztere dann am günstigsten sind, wenn infolge schneller Temperatur-Abnahme nach oben hin der Zustand denjenigen des labilen Gleichgewichtes erreicht oder letzterem doch nahe kommt (pag. 170).

Die Frage nach der Natur der Nebel-Körperchen ist noch bis in die jüngste Zeit lebhaft diskutirt worden. Früher glaubte man sie für Bläschen halten zu müssen, theils wegen ihres Schwebens in der Luft, theils aus optischen Gründen, indem Wolken keinen Regenbogen erzeugen. Man weiss aber, dass im Nebel zuweilen ein weisser Regenbogen sichtbar wird, so dass hierbei wahrscheinlich einfach die absolute Grösse der Tröpfchen maassgebend ist.*)

*) Man vergl. z. B. den jüngst erschienenen Artikel von Fr. Roth: „Ueber die Divergenz des durch einen Wassertropfen gespiegelten und gebrochenen Lichtes;“ Deutsche Meteorol. Zeitschr., II, pag. 52.

Bezüglich des ersten Einwandes gegen die Annahme solider Tröpfchen ergibt sich aus Untersuchungen über den Durchmesser der Nebelkörperchen, wie sie neuerdings von Dines*) und Assmann**) ausgeführt wurden, im Verein mit empirischen Versuchen über den Widerstand, welchen bewegte Kugeln in der Luft erfahren, dass das Schweben der Nebelkörperchen die Annahme der Bläschenform durchaus nicht erforderlich macht. Letzterer Widerstand wird von Ferrel (nach Versuchen von Dr. Hutton) durch den Ausdruck

$$0,002859 w^2 D^2 s$$

dargestellt, worin w (in Metern) die relative Geschwindigkeit der Kugel gegen die Luft von der Dichtigkeit s (Luft an der Erdoberfläche = 1 gesetzt), D (in cm) den Durchmesser bezeichnet; der Widerstand selbst hat alsdann 1 grm (als Kraftmaass betrachtet — vergl. pag. 63) zur Einheit. Sobald Widerstand und Schwerkraft einander gleich werden, ist die Geschwindigkeit w konstant (= w') geworden (streng genommen wird nur eine asymptotische Annäherung an diesen Zustand erreicht); hieraus ergibt sich für w' der Ausdruck:

$$w' = 13,54 \sqrt{\frac{DS}{s}},$$

worin S die Dichtigkeit der Kugel bezeichnet (Wasser = 1; für Regen also $S=1$, für Hagel $S=0,918$ zu setzen).

Nun beträgt der Durchmesser der Nebelkörperchen

nach Dines	:	0,0016 — 0,0127 cm
„ Assmann:	:	0,0006 — 0,0017 „
„ Kämtz	:	0,0014 — 0,0035 „

Tröpfchen von 0,0083 cm Durchmesser würden nach Obigem beim Fallen eine Geschwindigkeit w' von 1,2 m erreichen. Viel kleinere Geschwindigkeiten scheinen sich aus anderen Formeln zu ergeben, welche von Obermayer und Linss aufgestellt wurden (Oesterr. Zeitschr. XII, pag. 97 und XVIII, pag. 57).

In entscheidender Weise hat Prof. Kiessling durch Diffraktions-Versuche die Bläschentheorie widerlegt, indem er zeigte, dass eine schnelle Verringerung des Luftdrucks eine merkbare Verkleinerung der Körperchen nicht zur Folge hatte.***) — Ferner

*) Symons' Met. Mag., January 1880, pag. 190.

**) „Mikroskopische Beobachtung der Wolken-Elemente auf dem Brocken;“ Meteorol. Zeitschr. II, pag. 41.

***) „Ueber den Einfluss künstlich erzeugter Nebel auf direktes Sonnenlicht;“ Meteorol. Zeitschr. I, 1884, pag. 121.

führt A. v. Obermayer (Oesterr. Zeitschr. XII, pag. 97) noch an, dass schon Budde in Pogg. Ann., Bd. 150, pag. 576, auf die Steigerung des Druckes durch Kapillarwirkung in so kleinen Bläschen aufmerksam gemacht habe; für Bläschen von 0,01, 0,001 und 0,0001 cm Halbmesser ergibt sich nämlich nach Obermayer's Berechnung ein Ueberdruck von 3, 30 und 300 Atmosphären, so dass die Luft durch Diffusion offenbar alsbald entweichen müsste.

Wie man in kleinem Raume leicht Wassernebel erzeugen kann, ist schon pag. 45 erörtert worden. Durch analoge Versuche ist Aitken*) zu dem eigenthümlichen Resultate gelangt, dass in filtrirter und dadurch vollkommen von Staub befreiter Luft überhaupt keine Kondensation erfolge; die Luft blieb „übersättigt“ und vollkommen durchsichtig. „Es verhält sich also mit der Nebel- und Wolkenbildung ganz ähnlich wie beim Erstarren, Schmelzen und Sieden; die Kondensation erfolgt nur um ein Stäubchen als festen Ansatzpunkt.“ Kiessling's Versuche haben diese schon früher von Coulier und Mascart gemachte Beobachtung im Allgemeinen bestätigt;** in der durch Baumwolle filtrirten feuchten Luft zeigten sich aber, bei der Luftverdünnung, anstatt des sonst eintretenden Nebels einzelne, zerstreut umherfliegende Nebeltröpfchen, so dass von einer „Uebersättigung“ der Luft wohl kaum die Rede sein kann; wahrscheinlich erfolgt die Kondensation der Hauptsache nach an den Wänden des Gefässes, wenn es an „Kondensationskeimen“ fehlt. Was aber in solchem Falle in der freien Atmosphäre geschehen würde, bleibt vorläufig zweifelhaft. Uebrigens hat sich Assmann auf dem Brocken mit Hülfe einer 400fachen Vergrößerung vergeblich bemüht, von diesen Staub-Kernen der Nebeltröpfchen etwas zu entdecken; letztere verdunsteten ohne jeden Rückstand, obwohl ein Staubkörperchen von 0,0005 mm Durchmesser der Beobachtung nicht hätte entgehen können (a. a. O. pag. 44).

Das Aussehen und optische Verhalten eines Nebels ist bei mässigem Froste dasselbe, wie bei Temperaturen über Null; hiernach ist anzunehmen, dass auch seine Bestandtheile in beiden Fällen dieselben sind. Eine entsprechende direkte Beobachtung beschreibt Assmann wie folgt: „Ich liess mein Mikroskop auf einem Eisklotz anfrieren und sah nun bald (da die Brocken-

*) „Nature“ vol. 23, N. 583, Dez. 1880.

**) „Die Dämmerungserscheinungen im Jahre 1883 und ihre physikalische Erklärung;“ Hamburg 1885, pag. 21.

kuppe in dichten Wolken steckte) kleinste Wassertröpfchen auf die Glasplatte fallen. Dieselben waren, obwohl wir -10° C. hatten, sämtlich flüssig und verdunsteten verhältnissmässig schnell ... Nicht ein einziges Eiskryställchen oder Schneeflockchen war darunter ... Ich hatte nun erwartet, dass in diesen Wassertröpfchen vor meinem Auge ein Krystall anschiessen und dieselben in feinste Eisnadeln sich verwandeln würden. Dieses trat jedoch nicht in einem einzigen Falle ein, vielmehr behielten die Tröpfchen, welche nicht innerhalb 5—10 Sekunden verdunstet waren, ihre Gestalt unverändert bei und erstarrten zu einem soliden, völlig durchsichtigen, keinerlei Luftblasen einschliessenden Eisklumpchen.“

Bei starker Kälte ist indessen die Luft häufig von zahllosen, in der Sonne oder im Laternenschein glitzernden Eisnadeln erfüllt. Ferner beweist die Erscheinung der Lichtringe um Sonne und Mond, welche sich in den hochschwebenden Schleier-Wolken bilden, dass letztere aus solchen Eis-Kryställchen des hexagonalen Systems bestehen; denn der Halbmesser dieser Ringe beträgt rund 22° : ein Winkel, welcher demjenigen der Minimal-Ablenkung für Strahlen mittlerer Brechbarkeit beim Durchgange durch Eisprismen von 60° gleich ist.

Diese Eiswolken treten uns in den beiden Formen der Feder- oder Fadenwolke (Cirrus), und der Schleierwolke (Cirrostratus) entgegen. Beide besitzen eine vorwiegend horizontale Erstreckung bei geringer Mächtigkeit; während aber der Cirrostratus ein beinahe strukturloses, von leisem Anflug*) bis zu dichter, die Sonne völlig verhüllender Platte variirendes Flächengebilde ist, zeigt sich der Cirrus in feinen, theils geraden, theils quer- oder federig gekämmten, oder gebogenen und mannigfaltig verworrenen Fäden, welche der deutsche Landmann als „Windbäume“, der Seemann als „Katzenschwänze“ bezeichnet. — Die Entstehung dieser auffallenden Gebilde, sowie der grossen, zuweilen über den ganzen Himmel sich hinerstreckenden Cirrusbanden, wurde von Humboldt magnetischen und elektrischen Kräften zugeschrieben, und auch Cl. Ley war noch 1878 der Ansicht, dass hierbei die Elektrizität eine entscheidende Rolle spiele; in neuerer Zeit hat er sich indessen der mechanischen Erklärung zugewandt, welche im Jahre 1881 von M. Möller ausgesprochen wurde (Annalen der Hydrogr. etc. IX, 1881, pag. 656); der Vorgang ist hiernach im Grunde der-

*) Am äusseren Rande des Cirrostratus einer heranrückenden Cyklone (vergl. pag. 275) sind die Sonnen- und Mondringe eine sehr gewöhnliche Erscheinung, woraus sich ihre Bedeutung für die Wetter-Prognose von selbst ergibt.

selbe, wie bei der streifenförmigen Anordnung, welche bei windigem Wetter die aus einem Schornstein aufsteigenden Rauchmassen zeigen, nur dass dort die Quelle meistens selbst in Bewegung ist, indem sie mit dem Unterwinde fortschreitet, während der obere Theil des aufsteigenden Luftstromes in den nach Richtung und Geschwindigkeit abweichenden Oberwind hineinragt. —

Eine Uebergangsform ist die Schäfchen-Wolke (Cirro-Cumulus), welche aus einer grossen Anzahl in gleichem Niveau nebeneinander gelagerter, meist schneeweisser Bällchen besteht; sie zeigt innige Beziehungen theils zum ächten Cirrus, theils auch (durch schwer definirbare Uebergänge) zu den grösseren flockigen Wolkenteppichen der tieferen Regionen.

Die unterhalb der Isotherm-Fläche von 0° befindlichen Wolken zeigen sich je nach der Stärke der vertikalen Luftcirkulation in zweierlei Hauptformen; die erste: die Haufenwolke oder Cumulus, wird durch aufsteigende Luftmassen gebildet, deren obere Grenze stets traubenförmige, scharf gezeichnete Umrisse zeigt, resp. sich aus einer Anzahl von Halbkugeln zusammensetzt. Bei aufmerksamer Beobachtung findet man, dass diese Cumulus-Kuppen nur solange ihre traubigen, kompakten Formen und scharfen Umrisse behalten, als sie im Emporquellen begriffen sind. Die Basis der Haufenwolken ist in der Regel eben und horizontal und entspricht dem Niveau, in welchem die aufsteigende Luft bei ihrer Erkaltung die Sättigungstemperatur erreicht.

Die zweite Hauptform der Wasser-Wolken ist durch vorwiegende Flächen-Entwicklung und geradlinige Grenzlinien charakterisirt; es ist die Schichtwolke oder Stratus. Man darf sie wohl als Nebel-Bänke betrachten, welche nicht bis zur Erdoberfläche herabreichen, indem auch die Bedingungen ihrer Entstehung dieselben sind (pag. 316). Ihre Grenzflächen sind meist unbestimmt und gefranzt, ihre Struktur ist eine wenig dichte, ihre vertikale Ausdehnung meist gering.*) — Es giebt indessen auch viele Beziehungen und Uebergänge vom Stratus zum Cumulus; z. B. die bankförmigen Cumulus-Wolken, wie sie bei windigem Wetter vorkommen; und die ausgedehnten, aus kleinen Haufenwolken bestehenden Wolkenteppiche, welche schon oben, beim Cirro-Cumulus, erwähnt wurden und entweder mit blauen Lücken, oder in dichterem

*) Die dichten und niedrigen Winterwolken, welche oft wochenlang in gleichförmigem Grau den Himmel überziehen, sind wohl ebenfalls als Stratus aufzufassen; dass sie nicht bis zur Erdoberfläche herabreichen, ist möglicherweise eine Folge der Zufuhr von Wärme aus dem Innern der Erde.

Zusammenhänge als nur leicht gewellte Decke auftreten. H. Hildebrandsson bezeichnet diese Wolkenteppiche, und nur diese, als Strato-Cumulus, während die deutsche Seewarte alle Uebergangsformen, vom weichen Stratus bis zum rundlichen Cumulus — die niedrigen, formlosen Wolkenfetzen eingeschlossen — mit diesem Namen belegt. Unter Cumulo-Stratus dagegen versteht man eine Form, welche mit dem Stratus sehr wenig Verwandtschaft hat und eher als höchste Potenzirung des Cumulus gelten kann: eine auf horizontaler, kompakter Basis sich aufbauende, hoch gethürmte und oben in überhängenden Massen ausquellende, meist auch mit einem Cirrostratus-Schleier in Verbindung tretende Wolke, wie sie namentlich bei gewitterhafter Wetterlage sich zeigt.

Die Bildung der zur Erde fallenden gröberen „Niederschläge“ (Regen, Schnee, Graupeln und Hagel) ist ein von dem eigentlichen Kondensationsprocesse durchaus zu trennender Vorgang, denn es handelt sich dabei im Wesentlichen um die Vereinigung schon bestehender Tröpfchen oder Krystalle zu grösseren Massen. Reynolds*) hat gezeigt, dass ein Zusammenfliessen oder -Schmelzen der Wolkenelemente stattfinden muss, sobald Tropfen oder Eiskörner von verschiedener Grösse gemischt sind, indem alsdann die grösseren, rascher fallenden auf die kleineren aufschlagen; hierbei gestalten sich die Hagelkörner, sofern sie eine und dieselbe Stellung behalten, durch einseitiges Wachsthum an der Unterfläche zu immer grösseren Kegeln mit abgerundeter Basis. Da jedoch bei Weitem nicht jede Wolke regnet, sondern zuweilen wochenlang Wolken über den Himmel dahinziehen, ohne dass ein Tropfen zur Erde fällt, so muss eine Ursache vorhanden sein, von welcher das erste Zusammenfliessen der Wolkenelemente zu grösseren Gebilden abhängt. Viele betrachten — vielleicht mit Recht — die Elektrizität als ein in diesem Sinne wirkendes Moment; Cl. Ley hebt (auf pag. 146 der deutschen Uebersetzung von „Modern Meteorology“) hervor, dass bei einer einzelnen Regenschauer-Wolke der Anfang des Regnens stets mit einem Zerfliessen ihrer Kuppe zu feinen federartigen Fasern (Cirrus oder Cirrostratus) verbunden ist, und meint, dass bei dem Eindringen der Wolkenkuppe in eine entgegengesetzt elektrisirte Luftschicht eine Neutralisation der vorhandenen Elektrizität erfolge, womit die Ursache der gegenseitigen Abstossung der Nebel-Körperchen entfernt sei. Wahrscheinlicher ist ein anderer Zusammenhang der Erscheinungen, wie ihn kürzlich

*) „On the manner, in which Raindrops and Hailstones are formed,“ Vortrag; Auszug in „Nature“, vol. 15, pag. 163.

Den Vorgang der Verdunstung oder Verdampfung*) hat man sich in folgender Weise vorzustellen. Jeder Temperatur entspricht ein gewisser mittlerer Bewegungszustand der Moleküle eines Körpers, indem die Energie der Bewegungen mit der Temperatur anwächst (vergl. § 14). In einer tropfbaren Flüssigkeit hat man zugleich schwingende oder drehende, und fortschreitende Bewegungen anzunehmen, wobei die mittlere Geschwindigkeit eines Moleküls nur mit der Temperatur sich ändert; hiermit ist aber nicht ausgeschlossen, dass die wirkliche Geschwindigkeit von diesem Mittelwerthe häufig beträchtlich abweicht, und wenn dieses an der freien Oberfläche einer Flüssigkeit der Fall ist, wird ein Molekül nicht selten die Wirkungssphäre der Nachbarmoleküle überschreiten und nun wie ein Gasmolekül geradlinig in dem über der Flüssigkeit befindlichen Raume fortschreiten. Ist dieser Raum vollkommen geschlossen, so kehrt das Molekül früher oder später zur Oberfläche der Flüssigkeit wieder zurück, um sogleich den flüssigen Molekülen wieder zugesellt zu werden. War der Raum über der Flüssigkeit anfangs leer, so wird dieses bald nicht mehr der Fall sein, indem die Zahl der zurückkehrenden Moleküle zunächst kleiner ist, als diejenige der von der Oberfläche fortgeschleuderten Moleküle; sobald hier Gleichheit eintritt, bleibt die Menge des Dampfes über der Flüssigkeit unverändert, wobei jedoch — wie bei einem thierischen Organismus — ein beständiger Wechsel des Stoffes erfolgt; der Raum ist alsdann mit Flüssigkeits-Dampf gesättigt, und es erscheint nun begreiflich, dass dieser Zustand — abgesehen von der Eigenartigkeit der Flüssigkeit — allein durch die Temperatur bestimmt wird; letzteres sogar in solchem Grade, dass gleichzeitig in dem Raume vorhandene Moleküle eines (sogenannten) permanenten Gases die Menge der von demselben aufgenommenen Flüssigkeitsmoleküle nicht verringern, sondern nur die Erreichung des Sättigungszustandes verzögern, indem sie den Austausch der Flüssigkeitsmoleküle mechanisch hemmen.

Die Intensität der Verdunstung einer freien, der Luft ausgesetzten Wasseroberfläche wird somit durch die folgenden Momente begünstigt werden: 1) hohe Temperatur; 2) geringe relative Feuchtigkeit der darüber lagernden Luft; 3) Bewegung dieser Luft, indem dadurch die Ansammlung von gasförmigen Wassermolekülen über der Flüssigkeit vermieden wird; 4) geringer

*) Bei dem Worte „Verdampfung“ denkt man meist an eine Zufuhr künstlich erzeugter Wärme; das Sieden einer Flüssigkeit repräsentirt eine Verdampfung, welche nicht nur an der Oberfläche, sondern auch im Innern der Flüssigkeit von Statten geht.

Luftdruck, indem mit letzterem die Zahl der mechanisch hemmenden Moleküle abnimmt. *)

Von diesen Gesichtspunkten ausgehend, hat Prof. Weilenmann eine Formel aufgestellt, welche die Verdunstungshöhe h theoretisch aus den übrigen meteorologischen Elementen zu berechnen gestattet. Dieselbe lautet:

$$h = \mu_1 \left(\Sigma \frac{m}{\alpha + \lambda} + \gamma \cdot \Sigma \frac{mV}{\alpha + \lambda} \right),$$

worin μ_1 und γ Konstanten sind, und

$$\lambda = \frac{Cb}{1000 r \cdot 0,622} \quad \bullet$$

für denselben Ort, d. h. für denselben mittleren Luftdruck b konstant ist. Es bedeuten ferner:

C die spezifische Wärme der Luft (0,2375),

r die Verdampfungswärme bei gewöhnlicher Temperatur (rund = 0,6),

V die Windgeschwindigkeit,

α die Aenderung der Sättigungsspannkraft für 1° Cels.

$$\left(= \frac{de}{dt}, \text{ pag. 175} \right),$$

m das „Sättigungsdeficit“, nämlich die Zahl der Gramme Wasserdampf, die im Kubikmeter Luft zur Sättigung noch fehlen (nach Gl. 17') pag. 48 zu berechnen).

Das Zeichen Σ bedeutet, dass man die Werthe $m : (\alpha + \lambda)$ und $mV : (\alpha + \lambda)$ für jede einzelne Tagesstunde berechnen, und z. B. wenn die Verdunstungshöhe eines ganzen Monats bestimmt werden sollte, die erhaltenen Zahlen für den ganzen Monat addiren muss. — Bezüglich weiterer, dem vorliegenden Zwecke angepassten Umformung dieser Gleichung sehe man die Oesterr. Zeitschr. XII, pag. 269, oder „Schweizer. Met. Beob.“, XII. Jahrg., 1875.

Die Vergleichung der theoretisch berechneten Werthe mit den empirisch bestimmten Verdunstungsmengen lieferte ein recht befriedigendes Resultat; die Konstanten hat man indessen jedem Verdunstungsmesser (Atmometer) erst anzupassen, da leider eine genügende Uebereinstimmung zwischen den verschiedenen vorgeschlagenen Methoden noch nicht erzielt ist. — Unter den neueren Untersuchungen über die Beobachtungen der Verdunstung sind

*) Auch die Höhe des exponirten Wassers kann nicht ganz ohne Einfluss sein, indem eine ganz seichte Schicht durch die Verdunstung eine merkbare Abkühlung erleiden muss. — Hierauf beruht das Psychrometer.

besonders diejenigen von Stelling im Repertorium für Meteorologie hervorzuheben („Ueber den jährlichen Gang der Verdunstung in Russland,“ Bd. VII, No. 6; — „Ueber die Abhängigkeit der Verdunstung des Wassers von seiner Temperatur und von der Feuchtigkeit und der Bewegung der Luft,“ Bd. VIII, No. 3).

Im Wasser aufgelöste Salze müssen die Verdunstung verringern, denn in einem geschlossenen Raume ist im Zustande des Gleichgewichtes bei einer Salzlösung weniger Wasserdampf vorhanden, als bei reinem Wasser, indem die Salzmoleküle diejenigen des Wassers kräftiger zurückhalten, als andere Wassermoleküle es thun. Direkte Vergleichen zwischen Meerwasser und süßem Wasser hat zuerst Prof. Chapman zu Toronto angestellt (man sehe Oesterr. Zeitschr. III, pag. 505); ihnen zufolge beträgt die Verdunstung des Meerwassers nur 0,54 von derjenigen des süßen Wassers. Prof. Ragona in Modena erzielte bei einer ersten Versuchsreihe nahezu dasselbe Resultat: 0,56; bei einer zweiten fand er eine mit Temperatur und Feuchtigkeit wechselnde Beziehung; es kamen auch Fälle vor, in denen das salzhaltige Wasser eine Zunahme zeigte, während das reine Wasser abgenommen hatte. Nach Attlemaier, Handbuch der Oceanographie, hat Prof. Köttsdorfer nur eine Verringerung im Verhältnisse 110 : 100 gefunden.

Mit der geringeren Verdunstungsfähigkeit des Meerwassers hängt offenbar zusammen, dass die relative Feuchtigkeit der Luft auf offenem Meere durchschnittlich nur etwa 82% (am Aequator) bis 92% (in hohen Breiten) beträgt.

Die Kondensation der atmosphärischen Feuchtigkeit sieht man häufig an festen Gegenständen sich vollziehen, und zwar 1) dadurch, dass dieselben in heiterer Nacht durch Ausstrahlung schnell sich abkühlen; je nach der Temperatur erfolgt dann die Ausscheidung in Form von Thau oder Reif. Am reichlichsten bilden sich diese Kondensationsprodukte bei ruhiger Luft und auf rauhen Oberflächen von Körpern, welche entweder eine sehr geringe Wärmeleitungsfähigkeit besitzen, oder mit dem Erdboden nur in sehr lockerer Verbindung stehen: reichlicher also auf frei liegenden Brettern und Grasplätzen, als auf Kieswegen, stärker auf losem Kies als auf festem Stein, am schwächsten auf Metallen.

Durch eventuelle Verdunstung von Wasser (wie bei Gräsern etc.) wird die Abkühlung bis zur Thaubildung sehr begünstigt; ist aber der Thaupunkt erreicht, so wird natürlich dieses Moment unwirksam; ausserdem tritt aber ein verzögerndes Moment hinzu, denn es muss nun auch noch die freiwerdende Verdampfungswärme (und

eventuell noch die Schmelzwärme) durch Strahlung gegen den Weltraum abgegeben werden. Nach Erreichung des Thaupunktes muss deshalb die Abkühlung weit langsamer von Statten gehen, was durch den folgenden, von Jamin mitgetheilten Versuch, bei welchem der Stand eines Thermometers mit geschwärzter Kugel in Intervallen von 3 zu 3 Minuten beobachtet wurde, zur Evidenz bestätigt wird:

Zeit	Temperatur	Abnahme d. Temp.
3 ⁿ 13 ^m	11,00 ^o	
16	9,60	1,40 ^o
19	8,55	1,05
22	7,65	0,90
25	7,30	0,35
28	7,00	0,30
31	6,68	0,32

Thaupunkt 7,5^o

Eine vollständige Unveränderlichkeit der Temperatur nach Beginn der Thau- oder Reifbildung ist also keinesfalls zu erwarten. Liegt der Thaupunkt der Luft am Nachmittage noch einige Grade über Null, so ist zwar die Reifgefahr als sehr gering, keineswegs aber als vollkommen ausgeschlossen zu betrachten.

Eingehende Untersuchungen über den Gang der Temperatur und Feuchtigkeit in verschiedenen Schichten sind besonders von Hamberg und Rubenson, sowie von Chistoni ausgeführt worden (Referate in der Oesterr. Zeitschr.: XI pag. 65, XII pag. 105 und XVII, pag. 112).

Ohne Ausstrahlung, aber ebenfalls infolge eines Temperatur-Ueberschusses der Luft erfolgt 2) die Ausscheidung flüssigen oder gefrorenen Wassers an festen Gegenständen (an Bäumen, Mauern etc.), wenn nach längerer Kälte ein rascher Umschlag der Witterung sich vollzieht und feucht-warme Luft die kalten Gegenstände umspült. Die Bildung dieser reif-artigen Ueberzüge, welche gewöhnlich als **Rauhrost** bezeichnet werden, wird — im Gegensatze zu Thau und Reif — durch eine gute Wärme-Leitungsfähigkeit der Gegenstände begünstigt. Auch auf Eisflächen treten dieselben auf, und man darf annehmen, dass auch die Oberflächen der Gewässer zuweilen den Wasserdampf feuchter Luftströme kondensiren.

Unter ganz ähnlichen Witterungsverhältnissen überziehen sich Trottoirs, Mauern etc. zuweilen mit einer soliden Eisschicht, welche durch Gefrieren des Regenwassers an den kalten Oberflächen entsteht; diese Erscheinung ist unter dem Namen **Glattis** bekannt. Ebenso nennt man Ueberzüge und Ansätze von solidem Eis,

tägliche Amplitude der Temperatur, aber nur bis zu einem gewissen Verhältnisse der vertikalen Dimension zur horizontalen.

C. Als normal im Verhältnisse zur täglichen Amplitude kann eine ganz ebene Oberfläche gelten.

Unter den zahlreichen, von Woeikof beigebrachten Belegen möge nur die folgende Zusammenstellung aus den Daten des Meteorolog. Rep. für Indien, 1878 und 1879, für die Monate Januar und Februar, hier eine Stelle finden:

	Leh	Murree	Rawal- pindi	Ludhi- ana	Mt. Abu	Deesa
Seehöhe (Met.):	3506	1934	503	247	1201	142
Amplitude (α_1):	17,4	7,3	15,2	14,7	9,7	17,0
Bewölkung (ganz = 10):	6,3	5,4	4,1	2,9	2,5	1,8
Relative Feuchtigkeit:	52	51	58	53	29	25

Leh, die Hauptstadt von Ladak, liegt im breiten oberen Thale des Indus, 4 engl. Meilen vom Flusse, auf einem sanft ansteigenden Terrain (hat also nicht eine Thallage im strengen Sinne, sondern eine solche, wie etwa Sils im Engadin); man sieht, dass hier, in einer Lage, die doppelt so hoch ist, als diejenige des Ober-Engadin, die tägliche Amplitude im Jan. und Febr. grösser ist, als in einigen der trockensten Orte Nordindiens. Murree, welches auf einer der höheren Erhebungen in der Nähe des NW-Himalaya viel weniger hoch liegt und ausserdem in diesen Monaten noch eine kleinere Bewölkung hat, zeigt eine um 8—10° kleinere Amplitude. Die Station Mt. Abu, auf einem hohen steilen Berge der Aravalli-Kette, hat, obwohl nicht am Gipfel gelegen, auch eine viel geringere Amplitude, nicht nur gegenüber dem trockenen Deesa an seinem Fusse, sondern auch gegen Rawalpindi und Leh, wo Feuchtigkeit und Bewölkung viel grösser sind.

Uebrigens hat man auch schon in leicht hügeligem Terrain nicht selten Gelegenheit, den in Rede stehenden Einfluss konkaver Oberflächen zu beobachten. An klaren Abenden findet man in kleinen Thälern häufig eine fühlbar niedrigere Temperatur, als an den Rändern der Bodenvertiefung. Nachtfroste richten deshalb in tiefen Lagen viel mehr Schaden an, als auf niedrigen Hügeln; in Südfrankreich wird aus diesem Grunde die Anlage von Olivenpflanzungen in flachen Thälern soviel wie möglich vermieden.

Von der enormen Abkühlung des kesselförmigen Landes Kärnten im Winter 1879 ist schon auf Seite 83 die Rede gewesen; zur Erklärung dieser Thatsache wurde dort die Stagnation der durch Bergwände eingeschlossenen Luft im Vergleich zur gleich hohen Luft in der freien Atmosphäre herangezogen. Dieses Moment

allein kann indessen nur für höher gelegene Thäler eine genügende Erklärung liefern, nicht aber die allgemeinere, im zweiten Woeikof'schen Satze ausgesprochene Behauptung vollkommen begründen; denn es handelt sich hier z. B. auch um denjenigen Effekt, welchen eine flache Vertiefung inmitten einer sehr grossen Ebene von überall gleicher Oberflächen-Beschaffenheit hervorbringt. In diesem Falle wird aber bei vollkommener Windstille der nächtliche Abkühlungsprocess am Grunde der Vertiefung am schnellsten von Statten gehen, weil die an den Abhängen durch Ausstrahlung erkaltete und deshalb dichtere Luft sich unten ansammelt. Freilich müssen hierbei die absteigenden Lufttheilchen eine dynamische Erwärmung erfahren! Letztere geht indessen über den Betrag von 1° pro 100 m kaum hinaus, während die kräftige Ausstrahlung des Erdbodens sehr bald eine viel schnellere Temperaturabnahme nach oben hervorrufen wird.

Schwieriger ist zu erklären, dass eine Bodenvertiefung inmitten einer grossen Ebene zur Tageszeit eine intensivere Erwärmung, als die ebene Landfläche, bedingen soll. Woeikof hebt besonders hervor, dass die Luft in der Vertiefung einer grösseren Oberfläche festen Bodens benachbart sei, als auf ebenem Lande; und dass die vertikale Temperaturzunahme bei den schräg absteigenden Winden durch dynamische Erwärmung einen grösseren Betrag erreiche, als derjenige ist, welchen man in der freien Atmosphäre durchschnittlich beobachtet.

Ausserordentlich häufig hat man den durchschnittlichen periodischen Gang der Temperatur (sowie anderer meteorolog. Elemente) durch Reihen darzustellen versucht, welche nach dem Sinus und Cosinus der Vielfachen der Zeit fortschreiten, wie z. B. die folgende:

$$y = a + a_1 \sin\left(A_1 + 2\pi \frac{x}{k}\right) + a_2 \sin\left(A_2 + 2 \cdot 2\pi \frac{x}{k}\right) + \dots$$

Hierin bedeutet k in irgend einer Einheit die Zeitdauer der Periode, x in derselben Einheit irgend eine Phase derselben, y den Betrag des meteorologischen Elementes; die Aufgabe besteht in der Bestimmung der Konstanten a und A , welche sich am einfachsten gestaltet, wenn die vorliegenden, durch Beobachtung gewonnenen Werthe — wie es in der Regel der Fall ist — zu äquidistanten Terminen gehören und das Intervall der letzteren einen aliquoten Theil der ganzen Periode bildet. Man vergl. hierüber z. B. E. E. Schmid's Lehrbuch der Meteorologie, pag. 8 (Leipzig 1860), und Oesterr. Zeitschr. XVIII, pag. 20, sowie XX,

pag. 216, wo Prof. Weihrauch einerseits mehrere Methoden mit einander vergleicht, und andererseits das bei unvollständiger Amplitudenreihe anzuwendende Verfahren genauer erörtert.

Die sogenannte Bessel'sche Formel, von welcher hier die Rede ist, vermag jede beliebige, z. B. auch eine gebrochene Kurve in voller Strenge darzustellen, wenn nur eine genügende Anzahl von Gliedern zur Verwendung gelangt; genau genommen wäre hierzu aber die unmögliche Aufgabe der Berechnung unendlich vieler Konstanten zu lösen. Da man aber in der Regel die Rechnung nur bis zum dreifachen Winkel $\left(3 \cdot 2\pi \cdot \frac{x}{k}\right)$ ausdehnt, so wird der wirkliche und dem Elemente charakteristische Gang durch die Anwendung der Bessel'schen Interpolationsformel vielfach vollkommen entstellt; Wild spricht sich deshalb mit Entschiedenheit gegen die Verwendung derselben bei Darstellung der täglichen Temperaturperiode aus, indem zumal bei kontinental gelegenen Stationen die Interpolation der fehlenden Nacht-Beobachtungen wegen der raschen Wendung der Kurve zur Zeit des Sonnenaufgangs nur durch eine Berechnung der Konstanten bis zum 10. Gliede gelingen würde.

In rationeller Weise, d. h. unter Berücksichtigung der die periodische Veränderung bewirkenden physikalischen Vorgänge, hat namentlich A. Weilenmann den täglichen Gang der Temperatur darzustellen versucht („Schweizerische meteorolog. Beobachtungen,“ IX. Jahrg. 1872; — Referat in der Oesterr. Zeitschr. IX, p. 141), nachdem sich bereits Lambert und Lamont mit demselben Problem beschäftigt hatten. Für die Nachtstunden gelangt Weilenmann zu dem einfachen Ausdrucke:

$$t = u + Ce^{-0,362 \lambda z},$$

„worin u die Temperatur einer oberen Luftschicht, h das Absorptionsvermögen der Luft gegen Erde, und umgekehrt bedeutet, und C die Geschwindigkeit repräsentirt, mit der die Temperatur abnimmt“ (C hängt ab von der Differenz der Boden- und Lufttemperatur); e bezeichnet die Basis der natürlichen Logarithmen, z die Tageszeit. — Dass die Erkaltung in der Nacht nach einer einfachen logarithmischen Linie vor sich gehe, hat auch Lambert gefunden.

76. Die tägliche Temperaturperiode der Unterlage in ihrer Beziehung zur Periode der Lufttemperatur ist in Fig. 79 durch die beiden punktirten Kurven zur Anschauung gebracht.

Man erkennt sogleich, dass die Amplitude der Oberflächentemperatur auf dem Meere kleiner, auf dem Lande weit grösser ist, als diejenige der Lufttemperatur, wie man es von vornherein erwarten kann. Als höchst eigenthümlich ist indessen die Thatsache zu bezeichnen, dass sowohl auf dem Meere als auch auf dem Lande die Temperatur der Unterlage zu keiner Tageszeit unter die Lufttemperatur herabsinkt. Für die Festland-Oberfläche haben die sorgfältigen Beobachtungen von Dohrand zu Nukuss am Amu-Darja diese aus Neumayer's Beobachtungen zu Melbourne hervorgehende Thatsache vollkommen bestätigt;*) an beiden Orten waren die Thermometer-Kugeln so tief versenkt, dass nur eine ganz dünne Erdschicht dieselben bedeckte. Zu Nukuss waren die mittleren Tages-Minima der Oberflächen-Temperatur nahezu in allen Monaten gleich jenen der Lufttemperatur, die Maxima der ersteren aber in dem Grade höher, dass die Amplitude das $2\frac{1}{2}$ fache von derjenigen der Lufttemperatur betrug. (Das Minimum der Bodentemperatur an der Oberfläche trat fast in allen Monaten genau mit Sonnenaufgang ein [also ungefähr gleichzeitig mit dem der Luft], während das Maximum durchweg auf 1^h nachmittags fiel, also stets bedeutend, und im Mittel mehr als eine Stunde, früher, als in der Luft.)

Die „Lufttemperatur“ wird, wie in § 73 erörtert, in einer Höhe von 1—2 m über der Erdoberfläche beobachtet; tiefere Luftschichten haben zur kalten Tageszeit eine niedrigere Temperatur, so dass die Bodenoberfläche nach obigen Beobachtungen sogar wesentlich wärmer sein muss, als die anliegende Luftschicht. In Dr. Assmann's Jahrbuch der Wetterwarte der Magdeburgischen Zeitung findet man ausführliche Angaben über die Minimaltemperaturen der Erdoberfläche und der Luft in 5, 20, 40, 60, 80, 100 cm Höhe über dem Boden; für den Sommer 1883 (Juni, Juli, August) berechnen sich daraus folgende Mittelwerthe:

	Oberfl.	in 5 cm Höhe	in 100 cm Höhe
Juni:	11,47 ^o	8,64 ^o	9,30 ^o
Juli:	12,77 ^o	11,17	11,79
Aug.:	11,39 ^o	10,01	11,21
Mittel:	11,88 ^o	9,94 ^o	10,77 ^o

Die Minimal-Temperaturen der Bodenoberfläche übertreffen

*) H. Wild: Ueber die Bodentemperaturen zu St. Petersburg und Nukuss. Repertorium für Meteorologie, Tome VI, No. 4, 95 Seiten. Das Studium dieser wichtigen Untersuchung ist allen an diesen Fragen Interessirten dringend zu empfehlen.

hiernach diejenigen der unmittelbar benachbarten Luftschicht um nicht weniger als 2° Cels.

Diese Thatsachen müssen insofern in hohem Grade befremden, als sie mit der gewöhnlichen Vorstellung, derzufolge die Temperaturänderungen der Luft vorwiegend durch die Erdoberfläche vermittelt werden, vollkommen zu widersprechen scheinen. In der That gibt es hier auch wohl keinen anderen Ausweg, als die Annahme, dass die in der oben angegebenen Weise bestimmten Oberflächen-Temperaturen von denjenigen der aller-äussersten Erdschicht noch wesentlich verschieden sind; denn zur Zeit des nächtlichen Temperatur-Minimums der Luft ist der Erdboden schon in 5 cm Tiefe erheblich wärmer, als die Oberfläche, indem die Amplitude der Tagesschwankung nach unten hin sehr schnell geringer wird. Beispielsweise ergab sich für die

Bodentemperatur zu Nukuss:

Tiefe	Betrag des			Eintrittszeit des			
	Min.	Max.	Diff.	Min.	Med.	Max.	Med.
0 cm	5,1 ^o	32,2 ^o	27,1 ^o	4 ^a 55 ^m	8 ^a 20 ^m	1 ^p 15 ^m	6 ^p 20 ^m
5 "	8,5	19,2	10,7	6 ^a 5	10 ^a 55	4 ^p 30	10 ^p 10
10 "	9,9	17,8	7,9	7 ^a 15	11 ^a 45	5 ^p 30	11 ^p 25
20 "	12,2	15,6	3,4	10 ^a 0	3 ^p 15	8 ^p 15	3 ^a 5
40 "	14,1	14,7	0,6	4 ^p 10	10 ^p 20	3 ^a 35	9 ^a 50

Am frühen Morgen wird sich also die schnelle Temperaturabnahme nach oben hin bis zur äussersten Bodenoberfläche fortsetzen, so dass letztere kälter sein dürfte, als die unterste Luftschicht. *) Möglicherweise sind es übrigens die mit dem Innern des Erdbodens nur in sehr lockerem Zusammenhange stehenden Objekte, welche in erster Linie die Abkühlung der Luft vermitteln. Auf Holzbrücken z. B. beobachtet man häufig schon intensive Reif-Bildung, wenn auf der unmittelbar benachbarten Boden-Oberfläche noch Nichts davon zu bemerken ist; bei der letzteren wird alsdann durch den aus dem Boden kommenden Wärmestrom die Abkühlung durch Ausstrahlung verlangsamt.

*) Freilich erhebt sich hier sofort die Frage, weshalb sich zur warmen Tageszeit nicht ebenso ein abkühlender Einfluss der tieferen Bodenschichten bemerkbar macht? Die grosse Differenz der Oberflächen- und Lufttemperatur zur Mittagszeit hat wohl hauptsächlich in dem sofortigen Aufsteigen der stärker erwärmten Lufttheilchen und in der Ersetzung derselben durch kältere absteigende Luftmassen ihren Grund. — Dieser vertikale Austausch der Flüssigkeitstheilchen wird auch im Meerwasser sich einstellen und dazu beitragen, dass die Oberfläche des Meeres durchschnittlich stets wärmer ist als die Luft.

77. Die tägliche Periode des Luftdrucks. Im Jahre 1884 zeichneten sich die Tage vom 15.—18. März in Centraleuropa durch ungewöhnlich ruhiges, sonniges und warmes Wetter aus, indem ein flaches, barometrisches Maximum zunächst von Osten, dann von Süden her über dieses Gebiet sich hinerstreckte. Zu Hamburg betrug der Luftdruck morgens am 15. 768, am 16. $766\frac{1}{2}$, am 17. $765\frac{1}{2}$, am 18. $763\frac{1}{2}$ mm; das Barometer ging also nach diesen Zahlen langsam und ununterbrochen herab. Nach den Aufzeichnungen der autographisch wirkenden Instrumente zeigten sich indessen deutliche Unterbrechungen dieser fortschreitenden Aenderung des Luftdrucks, wie die beiden ersten Reihen der folgenden Tabelle es deutlich erkennen lassen:

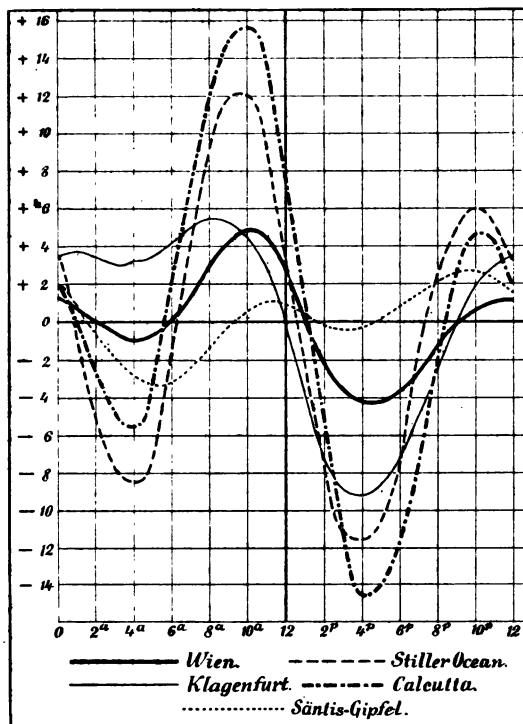
		Barometerstand = 760 + ...											
		2 ^a	4 ^a	6 ^a	8 ^a	10 ^a	12 ^h	2 ^p	4 ^p	6 ^p	8 ^p	10 ^p	12 ^h
Hamburg	15. März	8,0	7,7*	7,8	8,0	7,5	7,2	6,7	6,3*	6,6	6,9	7,0	6,7
	1884 / 16. März	6,5	6,2*	6,4	6,5	6,6	6,3	5,7	5,4	5,2*	5,5	5,5	5,4
Stiller Ocean	9. Februar		2,6*		4,8		4,5		2,4*		3,8		4,4
	1885 / 10. "		2,2*		4,9		3,2		2,5*		4,2		4,2
	11. "		2,0*		3,8		3,9		3,2*		4,6		2,9

Zum Vergleiche sind die 6mal-täglichen Beobachtungen an Bord des Schiffes Roland (Kapit. Jülcher) von der Mitte des Stillen Oceans an drei aufeinanderfolgenden, sonst aber beliebig herausgegriffenen Tagen hinzugefügt. In beiden Serien fallen die Maxima und Minima in dem Auf- und Abwogen des Luftdruckes stets auf dieselben Tageszeiten; in den Tropen giebt sich diese periodische Aenderung des Barometerstandes stets (oder doch mit höchst seltenen Ausnahmen) unmittelbar zu erkennen, in höheren Breiten dagegen sind hierzu besonders günstige, selten vorkommende Bedingungen erforderlich. Indessen genügen auch hier in der Regel die Beobachtungen eines Monats, um durch Mittel-Bildung den störenden Einfluss der unperiodischen Aenderungen zu eliminiren.

Auf der Vereinigung von mehrjährigen Beobachtungen beruhen die in Fig. 80 dargestellten Kurven (abgesehen von derjenigen für den Stillen Ocean, für welche nur 40 Tage aus verschiedenen Jahreszeiten zur Verwendung kamen); die Zahlen links bezeichnen in Zehntel-Millimetern die Abweichung vom Tages-Mittel. Das allgemeinste, aus diesen Kurven sich ergebende Faktum ist die Existenz zweier Maxima: ungefähr um 10^a morgens und 10^h abends, und zweier Minima: um 4^h morgens und 4^h nachmittags. Genauere Untersuchungen, wie diejenige von Alexander

Buchan*) und M. Rykatchew**) haben ergeben, dass überall die Termine der Maxima und Minima im Winter sich dem Mittage ein wenig nähern, im Sommer sich von demselben entfernen. An

Fig. 80.



den kontinentalen Stationen tritt das Minimum des Nachmittags durchschnittlich $1\frac{3}{4}$ Stunden nach dem Maximum der Temperatur ein; im Winter ist das Intervall nur wenige Minuten, im Sommer erreicht es 3 Stunden.

Ferner zeigt Fig. 80, dass die Tagesschwankung (von 10^a bis 4^p) in den unteren Schichten der Atmosphäre überall die Nacht-Oscillation an Grösse übertrifft; auf dem Kontinente ist der Unterschied weit grösser, als an den Küsten, und zwar in einem solchen Grade, dass in der

Mitte des Sommers im Centrum der Kontinente die Nachtamplituden fast vollkommen verschwinden, während andererseits an den Küstenstationen hoher Breiten (mehr als 52°) die Schwankungen der Nacht durchschnittlich gleich denen des Tages werden. Hiernach

*) On the diurnal oscillations of the barometer, part. I; Transact. Royal Soc., Edinb., Vol. XXVII.

**) La marche diurne du baromètre en Russie et quelques remarques concernant ce phénomène en général; Repertorium für Meteorologie, Tome VI, No. 10; Petersburg 1879. Nach Rykatchew entwickelt sich an den maritimen und kontinentalen Stationen der gemässigten Zone im Winter vor dem Eintritt des Morgenminimums ein drittes Maximum zwischen 2 und 3^h nachts, mit einem dritten Minimum, das ihm vorangeht und etwa gegen 1^a eintritt. — Dieses dritte Maximum erreicht seinen grössten Werth ungefähr in 33° Breite und nimmt mit zunehmender Breite ab, so dass es bei 60° kaum mehr merklich ist; zwischen den Tropen verschwindet es.

möchte man erwarten, dass die beiden Amplituden einander auf dem Ocean vollkommen gleich seien; in den Tropen ist dieses jedoch nicht der Fall, denn nach den „Remarks to accompany the meteorological data for Square 3 (0° bis 10° N. Br. und 20°—30° W. L. v. Gr.) published by authority of the meteor. Committee,“ London 1874, übertrifft die Tagesschwankung um etwas mehr als ein Viertel diejenige der Nacht.

Buchan hat in der oben citirten Abhandlung die Tagesschwankung zum besonderen Studienobjekte gemacht, und deren Betrag für alle Monate und den grösseren Theil der Erdoberfläche kartographisch dargestellt. „Die allgemeinen Resultate sind in grossen Umrissen die folgenden: Die Tagesschwankung ist am grössten unter den Tropen und vermindert sich mit zunehmender Breite; grösser über dem Lande als auf dem Meere und von den Küsten aus zum Binnenlande schnell zunehmend*); beinahe immer grösser bei trockener als bei feuchter Atmosphäre; und im Allgemeinen, aber keineswegs immer, am grössten in demjenigen Monate, welcher höchste Temperatur mit grösster Trockenheit verbindet. Die Gebiete mit grösster Schwankung umfassen die Ostindischen Inseln, Vorder- und Hinter-Indien, Arabien, das tropische Afrika, das tropische Südamerika und Central-Amerika; hier übertrifft oder erreicht die Schwankung 2,5 mm.“

Zu Calcutta beträgt nach Fig. 80 die Tagesschwankung durchschnittlich 3,0 mm; zu Goalpara, in 118 m Seehöhe am südlichen Ufer des Brahmaputra, 30 Seemeilen oberhalb dessen Austrittes von Assam in die Ebene Nord-Bengalens gelegen: 3,4 mm, und erreicht hier im März den ungewöhnlich grossen Betrag von 4,05 mm. Ebenso gross ist die Schwankung im August und September zu Ft. Mohave, welches in 230 m Seehöhe unter 35° N. Br. in dem, während des Sommers unter einer ungewöhnlichen Hitze und Trockenheit leidenden Gebiete von Arizona gelegen ist.**)

Besonders muss es aber überraschen, dass selbst zu Leh, der Hauptstadt von Ladak im westlichen Tibet, in einer Seehöhe von 3505 Metern die Tagesschwankung noch 2,4 mm beträgt, obwohl etwa $\frac{1}{8}$ der ganzen Atmosphäre unterhalb dieser Station sich befindet. Der tägliche Gang des Luftdrucks ist derjenige von

*) Diese Thatsache wird in prägnanter Weise durch die auf Fig. 77 und 78 dargestellten Kärtchen des Luftdrucks um 9^a und 3^p in der Iberischen Halbinsel illustriert.

***) Report upon U. S. Geogr. Surveys West of the one hundredth Meridian, in Charge of the First Lieut. M. Wheeler. Washing. 1877. Referat von Hann in der Oesterr. Zeitschr. XVII, pag. 31.

Gebirgsthälern der wärmeren Zonen, charakterisirt durch frühes Eintreten des Morgenmaximums und Fehlen der nächtlichen Oscillation in den Sommermonaten. Nach Fig. 80 zeigt auch die Hauptstadt Kärntens (Klagenfurt) schon in der Jahreskurve ganz deutlich diese Eigenthümlichkeit der Gebirgsthäler.

Erst in neuester Zeit hat man begonnen, auch den täglichen Gang des Luftdrucks an Gipfel-Stationen genauer zu untersuchen.*) Vergleicht man in Fig. 80 die Kurve vom Säntis (2467 m) mit derjenigen von Wien, so ergibt sich, dass die Abweichungen einen entgegengesetzten Charakter tragen, wie bei Klagenfurt; denn die Tagesschwankung erscheint hier bedeutend abgeschwächt, diejenige der Nacht (von 10^p bis 4^a) dagegen verstärkt, so dass sie zur Hauptamplitude wird. Auf diese Thatsache sind wir übrigens schon auf Seite 74 bei Besprechung der barometrischen Höhenformel hingewiesen worden, denn es ergab sich für die Differenz der Barometerstände in den Niveaux des Säntisgipfels und der Station Altstätten eine deutliche Abnahme von der Nacht zum Mittag; die entsprechende Steigerung der Temperatur ist aber weit mehr als hinreichend, um diese Abnahme zu erklären (man sehe pag. 75). So lange nicht etwa genauere Beobachtungen des Luftdrucks unten und oben, und der wahren Temperatur der zwischenliegenden Luftmassen uns neue Räthsel zu lösen geben, können wir demnach das periodische Verhalten des Luftdrucks höherer Schichten im Vergleiche zu demjenigen an der Erdoberfläche der Hauptsache nach als erklärt betrachten.

Alle übrigen Thatsachen, welche sich auf die Luftdruckperiode beziehen und grösstentheils im Vorstehenden erwähnt, theilweise aber noch in den citirten grösseren Abhandlungen nachzulesen sind, lassen sich — wie es scheint — auf die folgenden Hauptprincipien zurückführen:

1) Es existirt ein universeller, auf die ganze Atmosphäre — unabhängig von der Unterlage**) — sich erstreckender periodischer Gang des Luftdrucks, bei welchem die Tagesschwankung nur um etwa $\frac{1}{4}$ diejenige der Nacht übertrifft. Mit der mittleren

*) Man sehe z. B. Josef Pernter: Ueber den täglichen und jährlichen Gang des Luftdruckes auf Berggipfeln und Gebirgsthälern. Sitzb. d. k. A., II. Abth. Juniheft, Jahrg. 1881.

**) Zu Gunsten dieser Anschauung ist besonders die bedeutende Entwicklung der Barometerschwankung auf den Weltmeeren bei verschwindend kleiner Amplitude der Lufttemperatur anzuführen, denn letztere erreicht auf dem atlantischen Ocean unter dem Aequator nur 1,5° C., während die Temperatur der Meeresoberfläche gar nur um 0,7° sich ändert (vergl. Fig. 79).

Intensität der Sonnenstrahlung nimmt die Grösse dieser Periode von den Polen nach dem Aequator hin zu.

2) Durch den Effekt der Sonnenstrahlung auf die Unterlage wird dieser periodische Gang modificirt, und zwar steigert sich die Grösse der Tagesschwankung um so mehr, je mehr die Unterlage nach Stoff und Form zu einer Steigerung der Temperatur-Amplitude Veranlassung giebt.

Es liegt nun sehr nahe, auch den universellen Gang des Luftdrucks auf die direkte Wirkung der Strahlung zurückzuführen, und zwar auf denjenigen Antheil derselben, welcher von der Atmosphäre absorbirt wird*) und nach § 72 (pag. 305) keineswegs gering anzuschlagen ist; überdies darf man nicht vergessen, dass die grösste Aenderung in der täglichen Periode des Luftdrucks doch nur $\frac{1}{300}$ seines absoluten Betrages erreicht.

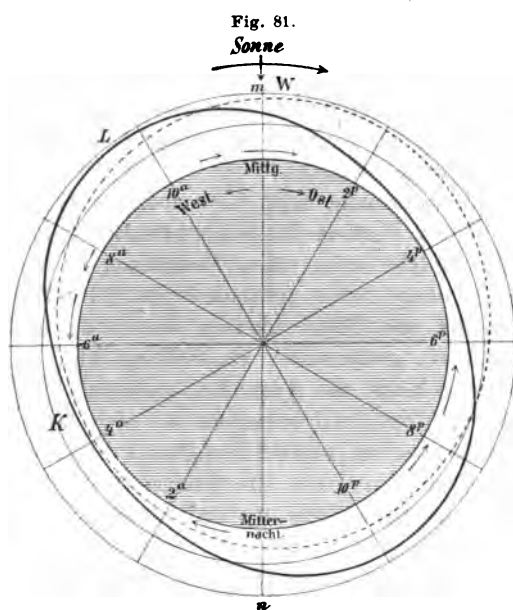
Wie nun aber der eigenthümliche doppelt-periodische Gang des Luftdrucks aus der einfachen Periode der Sonnenstrahlung abzuleiten sei, ist eine Frage, welche trotz vieler Bemühungen eine ausreichende Beantwortung noch nicht gefunden hat.**) Die Schwierigkeiten des Problems und Möglichkeiten seiner Lösung werden sich am besten aus der graphischen Darstellung Fig. 81 ergeben, in welcher der innere Kreis den Aequator, und die obere Hälfte den von der Sonne bestrahlten Theil desselben bedeutet. Nach den Beobachtungen auf dem atlantischen (und Stillen) Ocean repräsentirt ferner die voll ausgezogene Kurve die gleichzeitigen Werthe des Luftdrucks, die gestrichelte diejenigen der Lufttemperatur in demjenigen Momente, in welchem der (in der Figur) oberste Punkt des Aequators gerade Mittag hat; indem die Erde mit ihrer Atmosphäre im Sinne des grossen Pfeiles rotirt, überträgt sich der betreffende Zustand auf immer neue und neue Luftmassen.***)

*) Hierauf hat bereits Hann im Jahrg. 1881 der Oesterr. Z., pag. 50, bei Gelegenheit der Besprechung der Rykatchew'schen Abhandlung hingewiesen.

**) Namentlich ist vielfach versucht worden, die tägliche Schwankung des Barometers aus der Uebereinander-Lagerung der Kurven des täglichen Wärmeganges und der absoluten Feuchtigkeit zu erklären; erstens genügt aber diese Auffassung keineswegs allen zur Beobachtung gelangten Thatsachen, und zweitens beging man mit der Subtraktion des Dunstdrucks vom Luftdruck einen physikalischen Fehler, von welchem oben, pag. 96, schon die Rede gewesen ist.

***) Wegen der auffallenden Aehnlichkeit der Luftdruckkurve mit derjenigen der Ebbe und Fluth des Meeres hat man das Phänomen zuweilen missbräuchlich als „Gezeiten der Atmosphäre“ bezeichnet; es liegt indessen auf der Hand, dass diese Erscheinung mit dem blossen Gravitations-Einflusse des Mondes und der Sonne Nichts zu thun hat, wohingegen nicht ausgeschlossen ist, dass ein solcher Einfluss ausserdem existirt (vergl. p. 368).

Wenn die Erde nicht rotirte, so würde zwischen der ununterbrochen bestrahlten (oberen) und der fortwährend ausstrahlenden (unteren) Hälfte der Atmosphäre sehr bald eine beträchtliche konstante Temperaturdifferenz und ein wohldefiniertes System von Konvektionsströmungen sich entwickeln müssen, mit einem barometrischen Minimum an der Stelle m , und einem Maximum in n (vergl. § 32). Infolge der Erdrotation ist aber für eine bestimmte Stelle der Aequatorialzone die Strahlungsintensität und Temperatur



in steter Veränderung begriffen. Um diese Aenderungen klarer zu definiren und eventuell ihren Einfluss auf das in Rede stehende Phänomen erkennen zu können, wird man annehmen dürfen, dass sich die Vorgänge wirklich so abspielen, wie sie uns erscheinen, dass also die Erde feststehe und von der Strahlenquelle in dem, der Richtung des Pfeiles entgegengesetztem Sinne umkreist werde.

In der Temperaturkurve folgt auf das Minimum K (etwa um 5°) schon nach 7—8 Stunden das Maximum W , so dass die Zunahme eine relativ schnelle ist und etwa um 9 oder 10° ihren grössten Werth erreicht. Dass der erste Effekt dieser schnellen Erwärmung in einer Spannkraft-Vermehrung der Luft bestehen müsse — gleich als ob letztere in ein starrwandiges Gefäss eingeschlossen wäre — hat mit Rücksicht auf das Phänomen der täglichen Druckperiode wohl zuerst Blanford ausgesprochen;*) Prof. Augustin verglich für Prag nach den Beobachtungen und automatischen Aufzeichnungen der Jahre 1842 (resp. 1844) bis 1861 den täglichen Gang des Luftdrucks mit den stündlichen Aenderungen der Temperatur und erzielte für den Sommer folgendes Resultat:

*) „Ueber die Ungleichheit der beiden Schwankungen des Luftdruckes.“ Referat im „Naturforscher“, X. Jahrg., No. 12, und Oesterr. Zeitschr. XII, pag. 169.

	12 ^h	1 ^a	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11 ^a	12 ^h
Luftdruck	+ 16	+ 14	+ 11	+ 6*	+ 6	+ 15	+ 27	+ 40	+ 45	+ 42	+ 38	+ 29	+ 13
Temp.-Aend.	- 43	- 35	- 35	- 35	- 21	+ 15	+ 90	+ 187	+ 127	+ 119	+ 90	+ 77	
	12 ^h	1 ^p	2	3 ^p	4	5	6	7 ^p	8	9	10	11 ^p	12 ^h
Luftdruck	+ 13	- 5	- 27	- 39	- 51	- 59*	- 59	- 49	- 30	- 9	+ 5	+ 17	+ 16
Temp.-Aend.	+ 56	+ 34	+ 12	- 16	- 26	- 63	- 92	- 115*	- 94	- 85	- 53	- 44	

(Luftdruck und Temperatur-Aenderung sind in $\frac{1}{100}$ mm, resp. Grad Cels. angegeben). Am Vormittage fällt hiernach das Maximum des Luftdrucks mit demjenigen der Temperaturzunahme fast genau zusammen; das Minimum des Luftdrucks am Nachmittage tritt indessen 3 Stunden früher ein, als das Maximum der Temperatur-Abnahme, und der nächtlichen Oscillation des Barometers entspricht nur eine leichte, um Mitternacht sich bemerkbar machende Unterbrechung in der Verringerung der Temperatur-Abnahme. Ein Zusammenhang beider Erscheinungen ist hiernach kaum zu erkennen; jedenfalls kommt aber ein anderes Moment noch ausserdem in Betracht, und als solches ist doch höchst wahrscheinlich die bis zu einem gewissen Grade sich vollziehende Entwicklung des Systems der Konvektionsströmungen in Anspruch zu nehmen. Letzteres allein würde (im vorliegenden Beispiele) ein Minimum des Luftdrucks um 3^p verlangen; nach dem dynamischen Effekte der Temperaturabnahme müsste es um 7^{1/2}^p eintreten; in Wirklichkeit fällt es auf 5^p, also ziemlich genau in die Mitte zwischen diesen zwei Terminen.

Die Erklärung der nächtlichen Oscillation aus diesen zwei Principien dürfte indessen weniger leicht gelingen; Blanford sagt hierüber: „Am Abend wird die Zusammenziehung der Atmosphäre infolge ihrer Abkühlung nothwendig eine Zunahme des Druckes erzeugen, welche vom Sinken der sich zusammenziehenden Luftschichten herrührt, und dieses scheint eine nicht unwahrscheinliche Erklärung des Abend-Maximums zu sein.“ Es bleibt aber gänzlich unverständlich, weshalb dieser Effekt schon um 10^h abends, und nicht zur Zeit des Temperatur-Minimums, gegen 6^h morgens, eintreten soll.

Die Zulässigkeit der Blanford'schen Hypothese der dynamischen Druckzunahme in den Vormittagsstunden nachzuweisen, ist eine Aufgabe der Mechanik, welche etwa in folgender Weise in Angriff zu nehmen wäre:

Man denke sich ein Luftvolumen v eingeschlossen in einen vertikalen Cylinder von 1 □ m Querschnitt und h m Höhe; den auf dieses Luftquantum von oben her wirkenden Druck der Atmosphäre denke man sich vollkommen repräsentirt durch einen unendlich leicht beweglichen Stempel von dem konstanten Gewichte mg . Wird nun durch Erwärmung die Spannkraft p der Luft grösser als das Gewicht des Stempels, so wird letzterer in Bewegung gerathen, und erst wenn die Bewegung des Stempels eine gleich-

förmige geworden ist, wird p auf den ursprünglichen Werth mg wieder herabsinken; hiernach lautet die Grundgleichung:

$$1) \quad m \frac{d^2 h}{dt^2} = p - mg.$$

Nach Mariotte-Gay Lussac (Gl. 1, pag. 38) ist

$$2) \quad vp = \frac{v_0 p_0}{273} T,$$

und hieraus (da $v = h$, $v_0 = h_0$ zu setzen ist):

$$3) \quad p = \frac{h_0 p_0}{273} \frac{T}{h}.$$

Die Substitution in 1) ergibt:

$$4) \quad h \left(g + \frac{d^2 h}{dt^2} \right) = \frac{h_0 p_0}{273 m} \cdot T,$$

worin T (die absolute Temperatur der Luft) als eine aus den Beobachtungen bekannte, oder auch theoretisch aus dem periodischen Gange der Einstrahlung (unter Berücksichtigung der Ausstrahlung) abzuleitende Funktion der Zeit t zu betrachten ist. Die Integration der Gleichung 4) ergibt dann zunächst h , und vermöge der Relation 3) auch p als eine Funktion der Zeit. Leider hat sich aber bisher trotz vieler Bemühungen die Lösung der Gleichung 4) noch nicht finden lassen.

78. Die tägliche Periode der Geschwindigkeit des Windes. Wer mit einiger Aufmerksamkeit die Witterungserscheinungen verfolgt, wird im Frühjahr leicht die Beobachtung machen, dass frische Ostwinde, welche sich am Tage durch Aufwirbeln der Staubmassen in unangenehmer Weise bemerkbar machen, in der Regel gegen Abend schwächer werden und zur Nacht fast ganz verschwinden. In weit höherem Grade, als in unserem gemässigten Klima, zeigt sich diese Erscheinung in den Wüstenländern der Tropen; Schweinfurth sagt in seinem Werke: „Im Herzen von Afrika“ (2. Aufl. 1878, pag. 142): „Die Nächte waren windstill . . . Den Tag über blies ein unveränderter Nordost mit grosser Heftigkeit, der gegen Nachmittag zwischen 1 und 2^h zu orkanartiger Heftigkeit anzuwachsen pflegte.“ Die Notiz bezieht sich auf das Bongo-Land am oberen Nil (6° N., 29° E. v. Gr.).

Dieser Gang der Windgeschwindigkeit beschränkt sich indessen nicht auf die Ostwinde; vielmehr ist von Clement Ley im Quarterly Journal of the Met. Soc. in bestimmter Weise nachgewiesen, dass derselbe bei westlichen Winden den gleichen Charakter zeigt, wie bei Ostwinden. *)

*) Häufig werden Terminbeobachtungen oder fortlaufende Registrirungen des Windes in solcher Weise diskutirt, dass man für verschiedene Termine des Tages die Häufigkeitszahlen und zugehörigen Stärke- oder Geschwindigkeits-Summen der einzelnen Windrichtungen ermittelt; dividirt man nun

In seiner eingehenden Untersuchung: „Die tägliche Periode der Geschwindigkeit und der Richtung des Windes“ kommt Hann*) zu demselben Resultate: „Von Wichtigkeit ist die hier nachgewiesene Thatsache, dass diese tägliche Periode im Gebiete der Ostwinde (oder Nordwinde) genau so abläuft, wie im Gebiete der vorwiegenden Westwinde, und im tropischen Passatgebiet, wie im Gebiete der veränderlichen Winde; . . . die Ursache, welche das tägliche Maximum der absoluten Luftbewegung erzeugt, wirkt beschleunigend auf alle Windrichtungen . . .“

„Entfernt von Küsten und Gebirgen erscheint die tägliche Periode als eine rasch anschwellende und nachlassende Verstärkung der Luftbewegung vom Morgen bis zum Abend, während die Nacht Ruhe hält. Man wird beinahe an die tägliche Beunruhigung der Deklinationsnadel erinnert, die auch bei Nacht fast aussetzt.“

In Fig. 82 demonstrieren die Kurven I—V diesen Gang der Windgeschwindigkeit, wie dieselbe ohne Rücksicht auf die Richtung des Windes sich ergibt. Da die Erscheinung unzweifelhaft mit der Wärme-Einstrahlung durch die Sonne eng verknüpft ist, so erscheint es durchaus begreiflich, dass dieselbe an trüben Tagen weniger ausgeprägt ist, wie an heiteren Tagen; in augenfälliger Weise tritt diese Thatsache bei Vergleichung der beiden Kurven IV und V für Swinemünde (im Frühjahr) zu Tage;** auch Hjeltström***) und Hamberg†) haben hierfür zahlreiche Beweise geliefert.

mit den Häufigkeitszahlen in die Geschwindigkeitssummen, so bezeichnet man die Quotienten als mittlere Geschwindigkeiten der einzelnen Windrichtungen. Hier ist nun zu bemerken, dass man bezüglich der so berechneten mittleren Geschwindigkeit nicht immer den in Rede stehenden periodischen Gang erwarten darf; bei einer Station z. B., welche an der Ostküste eines Meeres gelegen ist, wird sich nämlich hierbei häufig für die Zeit kurz nach Mittag eine geringere Stärke der Westwinde ergeben, als für den Morgen oder Abend. Zugleich wird aber um die Mittagszeit die Häufigkeit der Westwinde eine ungewöhnlich grosse sein: eine einfache Folge des gegen Mittag sich erhebenden Seewindes. Es liegt auf der Hand, dass man ein solches Resultat nicht als eine Ausnahme von der allgemeinen Regel interpretieren darf. Um die tägliche Stärken-Periode der Westwinde festzustellen, wird man demnach solche Tage auszuwählen haben, an denen der Westwind ununterbrochen fort dauerte, wie dieses Cl. Ley in der in Rede stehenden Untersuchung gethan hat.

*) Sitzungsberichte der k. Akad. d. W. zu Wien, LXXIX. Bd., II. Abth., Jänner-Heft, Jahrg. 1879.

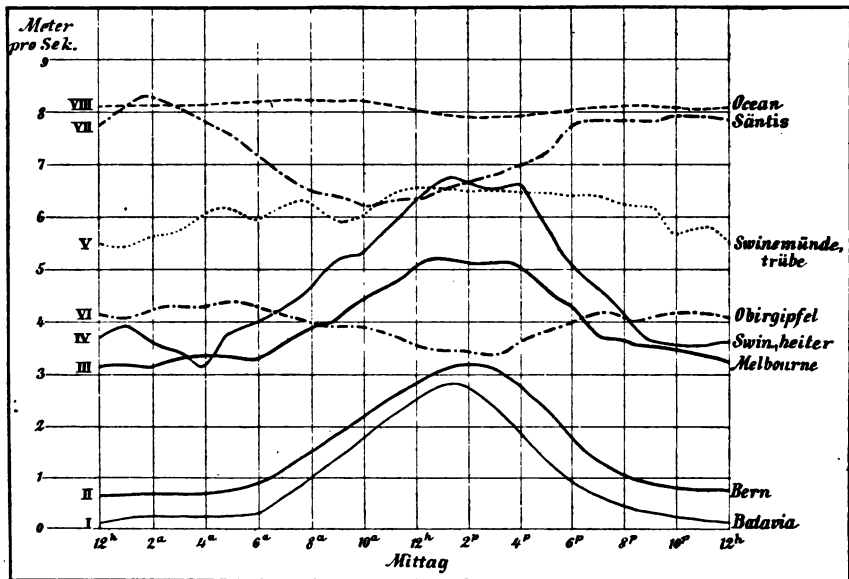
***) Aus dem Archiv der deutschen Seewarte, II. Jahrg., 1879, No. II.

***) „Om den dagliga förändringen i vindens hastighet,“ Akademische, im Jahre 1877 zu Upsala herausgegebene Abhandlung.

†) „Sur la variation diurne de la force du vent;“ Bihang till K. Svenska Vet. akad. Handlingar. Band 5, No. 24; Bd. 6, No. 5; Bd. 8, No. 7.

In ganz anderer Weise verläuft die tägliche Periode der Windgeschwindigkeit auf offenem Meere und an frei gelegenen Bergstationen; die Kurven VIII, VI und VII geben hierüber Auskunft und zeigen zunächst, dass der Wind auf dem Meere Tag und Nacht mit nahezu derselben Stärke weht; sollte sich der in unserer Kurve VIII hervortretende Gang bestätigen, so würde derselbe für die Zeit des Maximums auf dem Festlande ein Minimum

Fig. 82.



aufweisen, während das Maximum etwa 9^h vormittags eintreten würde.*) — In ausgesprochener Weise tritt aber auf Berggipfeln um die Mittagszeit ein Minimum der Windstärke hervor; Dr. G. Hellmann hat diese Thatsache zuerst nachgewiesen, indem er für den Mount Washington folgende Mittelwerthe der Windgeschwindigkeit (in Metern pro Sekunde) berechnete:**)

*) Nach Winslow Upton's „Report of Observations made on the Expedition to Caroline Island, to observe the total Solar Eclipse of May 6, 1883“ variirte die Geschwindigkeit des unter Segel gehenden Schiffes Hartford im Südostpassat (in 11° S. Br. und 79—137° W. L.) im Durchschnitt von 22 Tagen in der Zeit von 7^a bis 4^p nur zwischen 6,1 und 5,9 Knoten, während zur Nacht (um 10 und 11^p) ein regelmässiges Anschwellen auf 6,8 Knoten erfolgte.

***) „Ein Beitrag zur Physik der höheren Luftschichten,“ Oesterr. Z. X, pag. 311.

6 ^a	7 ^a	8 ^a	9 ^a	10 ^a	11 ^a	12 ^h	1 ^p	2 ^p	3 ^p	4 ^p	5 ^p	6 ^p	9 ^p	12 ^h
17,6	15,0	15,4	14,1	13,9	13,1	13,1	12,2*	13,2	12,5	13,2	13,2	13,8	17,8	18,3

Das Minimum fällt hier genau auf die Zeit des Maximums in ebenem Landgebiete, wie es auch nach Kurve VI auf dem Obirgipfel der Fall ist, während der Säntis dasselbe auffallend früh: schon um 10^h vormittags erkennen lässt; vielleicht wird sich bei längerer Fortsetzung der Registrirungen auch für den Säntis ein etwas späterer Termin ergeben.

Die bis jetzt hervorgehobenen Thatsachen, und noch manche andere, finden ihre vollständige Erklärung in der von Espy*) 1840 bereits angedeuteten, von Köppen aber unabhängig davon im Jahre 1879 aufgestellten und eingehend begründeten Theorie, wonach die Ursache des ganzen Phänomens vornehmlich in einer täglichen Periode der Wechselwirkung zwischen den untersten und den höheren Luftschichten zu suchen ist.**) Die Windgeschwindigkeit nimmt im Allgemeinen wegen der wachsenden Reibung von oben nach unten bedeutend ab und ist unmittelbar an der Erdoberfläche am geringsten; wenn nun Luftmassen aus der Höhe an die Erdoberfläche gelangen, so bringen sie ihre weit grössere horizontale Geschwindigkeit zum Theil mit herab und vergrössern somit unten die Windgeschwindigkeit; langsamer fliessende untere Luftmassen steigen dafür empor und verringern die Windgeschwindigkeit in der Höhe. Dieser vertikale Luftaustausch muss aber zur wärmsten Tageszeit am grössten sein, weil alsdann die Temperatur nach oben hin am schnellsten abnimmt (vergl. pag. 89—91) und hiermit der Gleichgewichtszustand der Atmosphäre dem labilen sich nähert (pag. 170), beziehungsweise denselben vielfach überschreitet, und nach der Tabelle pag. 89, Reihe IV, sogar nicht selten derjenige Zustand eintreten dürfte, bei welcher die Dichtigkeit einer Luftschicht unten geringer wird als oben (pag. 171). Hochgethürmte Haufenwolken mit blauen Zwischenräumen, wie sie besonders zur warmen Tageszeit sichtbar werden, verrathen uns das Spiel der auf- und absteigenden Luftströme.

In bestem Einklange mit der Espy-Köppen'schen Theorie steht ferner der periodische Gang der Dunstspannung oder absoluten Feuchtigkeit, welcher — wie in § 80 erörtert wird —

*) Philosophy of storms, pag. 14.

**) Köppen's diesbezügliche Abhandlungen finden sich in der Oesterr. Zeitschr. XIV, pag. 333, und Annal. der Hydrographie etc., Bd. XI, 1883, pag. 625; in letzterem Artikel werden alle einschlägigen Momente übersichtlich zusammengestellt und untersucht.

unten um die Mittagszeit eine Abnahme, oben eine Zunahme aufzuweisen hat; da der Wasserdampfgehalt nach oben hin schnell abnimmt (pag. 94), so muss die herabsteigende Luft unten den Dampfgehalt verringern.

Infolge des stark wechselnden Einflusses, welchen hiernach die höheren Luftschichten auf die unteren ausüben, ist natürlich die Beziehung des Unterwindes zum barometrischen Gradienten auf dem Festlande eine durchaus variable Grösse; dass nach Seite 123 von Guldberg und Mohn für Nordostwinde eine weit bessere Annäherung an den theoretisch berechneten Werth von V/g gefunden wurde, als für Südwestwinde, hat offenbar in der grösseren Heiterkeit des Himmels bei östlichen Winden seinen Grund.*) In den Formeln des Paragraph 38 haben wir jenem Einflüsse der höheren Schichten vermöge einer einfacheren Auffassung desselben Rechnung zu tragen versucht.

Schliesslich sei noch darauf hingewiesen, dass auf dem Meere die geringe Abnahme der Windstärke um die Mittagszeit ihren Grund darin haben dürfte, dass die vertikale Temperaturabnahme dort mittags geringer wird, indem die Luft durch Absorption der Sonnenstrahlen sich stärker erwärmt, als das Wasser und die dem letzteren anliegende Luftschicht.

79. Die tägliche Periode der Richtung des Windes.

Mehr oder weniger regelmässige Wechsel der Windrichtung im Laufe eines Tages lassen sich sowohl an den Küsten, als auch in den Gebirgen leicht beobachten; wir wollen jede dieser lokalen Erscheinungen durch ein Beispiel zu erläutern suchen.

1) Die Land- und Seewinde. Nach den von Dr. A. von Danckelman bearbeiteten „Meteorologischen Beobachtungen der Güssfeldt'schen Loango-Expedition“ (Leipzig 1878) ist die Häufigkeit der 8 Haupt-Windrichtungen zu Chinchoxo im Jahre 1875 durch die folgenden Zahlen wiederzugeben:

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Stillen
7 ^a :	7	82	172	31	25	10	8	3	23
2 ^p :	2	2	2	3	80	187	74	8	2
9 ^p :	11	26	25	14	92	116	50	8	14

*) Nach einer im Jahrgang 1879 des Archiv der deutschen Seewarte publicirten Untersuchung ergibt sich allgemein, dass (um 8^h morgens) Nordostwinde einen kleineren Gradienten erfordern, als Südwestwinde von gleicher Stärke; dass ferner im Winter die dem gleichen Gradienten entsprechende Windgeschwindigkeit allgemein geringer ist, als in den übrigen Jahreszeiten.

Chinchoxo liegt unter 5° S. Br. an der Westküste Afrika's, welche hier nach SSE verläuft. Die am frühen Morgen fast ausschliesslich östlichen Winde verschwinden hier im Laufe des Vormittages gänzlich, so dass um 2^p nur noch südwestliche, fast senkrecht in das Land einfallende Winde herrschen; um 9^h abends sind indessen diese Seewinde erst zum Theil verschwunden, so dass die Ostwinde nur ganz allmählig während der Nacht sich restituiren. Das Tempo dieser Aenderungen wird offenbar mit der Ausdehnung und täglichen Erwärmung des Hinterlandes in gewissem Zusammenhange stehen müssen.*)

Bezüglich der allgemeinen Theorie der Land- und Seewinde vergleiche man § 32; die Existenz der den Strömungen entsprechenden Luftdruckdifferenzen hat Blanford durch Untersuchung der täglichen Luftdruckperiode zu Calcutta und auf dem Meere im Bengalischen Busen (in einer Entfernung von etwa 70—110 engl. Meilen von der Küste) direkt nachgewiesen; um 10^h morgens z. B. ist der Luftdruck zu Calcutta noch um 1,1 mm höher, um 4^h nachmittags dagegen um etwa 0,9 mm niedriger, als auf dem Meere (man vergl. auch Fig. 77 und 78).

Eine interessante Seite des Phänomens ist das späte Einsetzen und langsame Vordringen der Seebrise landwärts im Laufe des Vormittags, welches Hann**) auf die Genesis des Processes, Köppen***) auf die Reibung am rauhen Lande, Kapitän Seemann†) auf die dynamische Druckvermehrung der schnell sich erwärmenden Luft auf dem Lande zurückzuführen sucht. Bezüglich der Zulässigkeit der letzten Erklärung vergleiche man die Bemerkungen im kleingedruckten Abschnitte auf Seite 337. — Für Seeleute ist das Verhalten der Land- und Seewinde von nicht geringer Bedeutung; nach Kapitän Seemann's Erfahrungen ist die Grenzlinie, bis zu welcher (etwa um 9—11^h vormittags) die Seebrise auf dem Wasser vorgedrungen ist, in der Regel mit grosser Schärfe zu konstatiren, wenn das Segelschiff sich durch den Dampfer in den Seewind hineinschleppen lässt.

*) Vermöge der Diskussion vieler anderer Beobachtungen in Afrika hat v. Danckelman nachgewiesen, dass die abendlichen Westwinde sich weit bis in's Innere des Kontinentes erstrecken; man vergl. hierüber sein „Mémoire sur les observations météorologiques faites à Vivi, Congo inférieur, et sur la Climatologie de la côte sud-ouest d'Afrique en général,“ Berlin 1884, Asher et Co.

**) Handbuch der Klimatologie, pag. 106.

***) Oesterr. Zeitschr. XX, pag. 39.

†) Dr. Assmann's Monatschrift: „Das Wetter,“ 1. Jahrg., pag. 79.

2) Als Beispiel für die Erscheinung der Gebirgswinde folgen hier für das Jahr 1882 die Häufigkeitszahlen der Windrichtungen zu Castasegna im oberen Bergell-Thale (Fortsetzung des Engadin am Südabhange der Alpen):

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Stille
7 ^a :	29	215	68	1	2	26	11	11	1
1 ^p :	21	55	78	4	2	168	25	12	0
9 ^p :	35	253	51	0	0	8	3	1	4

Der am Morgen ungemein vorherrschende Nordost verschwindet also meistens im Laufe des Vormittags und wird durch den thal-aufwärts streichenden Südwest ersetzt; aber bereits um 9^a abends ist der Nordost wieder zu unbestrittener Herrschaft gelangt. Die Intensität des Tagwindes ist in dem steilen und stark erwärmten oberen Bergell so gross, dass die aufsteigenden Luftmassen zum Theil den Maloja-Pass überschreiten und in den oberen Theil des allmählig abfallenden und weniger direkt der Strahlung exponirten oberen Engadin sich ergiessen, so dass hier tagüber in der Regel thalabwärts wehende Winde beobachtet werden. In der Oesterr. Zeitschr. Bd. XV, pag. 297, hat Billwiller diese scheinbare Ausnahme eingehend erörtert und mit besonderer Rücksichtnahme auf die Gestaltung der Thäler und Thalwände erklärt.

Worin haben nun aber die täglichen Gebirgswinde überhaupt ihren Grund? Nach Hann (Oesterr. Zeitschr. XIV, pag. 446, oder: Handbuch der Klimatologie, pag. 202) wirken zwei Momente zusammen; das erste ist die intensive Erwärmung der Bergabhänge durch die Sonnenstrahlung, wodurch die den letzteren anliegenden Luftmassen mit den kälteren in der freien Atmosphäre ein System von Konvektionsströmungen bilden (§ 32); hierdurch erlangt die Luft die Tendenz, über den Gebirgen vertikal emporzusteigen. Das zweite Moment erzeugt horizontale, tagüber zum Gebirge gerichtete Gradienten und Bewegungskomponenten, und besteht darin, dass die Luftsäulen unterhalb irgend einer Horizontalebene mit der Annäherung an die schräg aufsteigende Gebirgswand kürzer und kürzer werden, und sich deshalb hier (gleiche Erwärmung vorausgesetzt) nur verhältnissmässig wenig verlängern können; in grösserer Entfernung dagegen wird ein beträchtlicher Theil der Säule über die Horizontalebene emporgehoben, weshalb hier der Luftdruck zunehmen muss.

Letzteres Moment kommt indessen gegen ersteres doch wohl nicht wesentlich in Betracht, denn jene horizontale Druckdifferenz wird durch die geringfügigste horizontale Bewegung sich aus-

gleichem, ohne dass diese Ausgleichsströmung — wie es bei dem Experiment § 32 der Fall ist — auch anderswo eine gleichsinnig wirkende Störung hervorruft.

Der Wirkungskreis der Gebirge in ihrem Einflusse auf die umgebende Atmosphäre wird im Folgenden noch deutlicher hervortreten.

3) **Allgemeine Winddrehungsphänomene.** Da nach pag. 214 nicht nur die Geschwindigkeit, sondern auch die Richtung des Windes eine Funktion der Höhe ist, so muss der vertikale Luftaustausch bis zu einem gewissen Grade auch die Richtung des Windes unten (und oben) verändern; überdies muss nach dem Satze pag. 131 der Ablenkungswinkel an der Erdoberfläche durch Vergrößerung des Einflusses der höheren Schichten auch dann noch zunehmen, wenn eine Differenz der Richtungen von vornherein nicht vorhanden ist. Die Theorie verlangt somit die Existenz eines allgemeinen Phänomens der Winddrehung, welches durch die folgenden, zunächst noch hypothetischen Sätze*) zu definieren ist.

1) Nördliche Hemisphäre. Auf dem flachen Lande, oder auch auf Hochebenen, hat der Wind die Tendenz, des Vormittags mit dem Uhrzeiger, nachmittags gegen denselben umzugehen.

2) Nördliche Hemisphäre. Auf Berggipfeln vollzieht sich eine ähnliche oscillatorische Bewegung der Windrichtung, aber in entgegengesetztem Sinne: vormittags gegen den Uhrzeiger, nachmittags mit demselben.

3) Auf der südlichen Hemisphäre erfolgt die Drehung der Windfahne, unten, vormittags gegen den Uhrzeiger, nachmittags mit demselben, also geradeso, wie auf der nördlichen Halbkugel in höheren Schichten der Atmosphäre.

4) Auf der südlichen Halbkugel ist auf Berggipfeln die Drehung umgekehrt, wie unter 3) angegeben.

5) Am Aequator werden die Windrichtungen durch den vertikalen Luftaustausch nicht beeinflusst.

6) Auf dem Meere verschwindet mit der täglichen Periode der Stärke des Windes auch diejenige der Richtung; denn hier ist die Reibung an der Erdoberfläche gering, und die vertikale Temperaturänderung mit der Höhe Tag und Nacht nahezu dieselbe.

Für die Sätze 4) und 5) lassen sich empirische Belege einstweilen noch nicht beibringen.

*) Deutsche „Meteorol. Zeitschr.“ I, pag. 18.

Eine günstige Lage, fern von Gebirgen und ausgedehnten Wasserflächen, zur Prüfung des ersten Satzes hat die von Dr. Assmann gegründete Station erster Ordnung zu Magdeburg; für den Winkel β , um welchen die Windrichtung nach E hin von N abweicht, ergaben sich nach den Aufzeichnungen am 1.—18. April 1881 folgende Werthe:*)

	8 ^a	9 ^a	10 ^a	11 ^a	Mtg.	1 ^p	2 ^p	3 ^p	4 ^p	5 ^p	6 ^p	7 ^p	8 ^p	9 ^p	10 ^p
$\beta =$	81°	86	86	87	88	91	87	87	86	83	82	76	72	71	
(Geschwind. =	5,1	5,8	6,2	6,3	6,3	6,5	6,6	6,3	6,4	5,5	4,8	4,6	4,9	5,1	

(Die Aufzeichnungen während der Nacht mussten, als nicht ganz vollständig, unbenutzt bleiben.)

In den 17 Tagen vom 2.—6. April 1882, und vom 30. März bis 10. April 1884 schwankte die Windrichtung zu Hamburg nur zwischen N 13° E und N 150° E; für die einzelnen 24 Stunden wurden die Mittelwerthe des Winkels β gebildet, wobei sich für $\beta - 90^\circ$ Folgendes ergab:

	12 ^h	1 ^a	2 ^a	3 ^a	4 ^a	5 ^a	6 ^a	7 ^a	8 ^a	9 ^a	10 ^a	11 ^a	
$\beta - 90^\circ:$	12°	15	14	16	18	16	17	18	21	22	26	30	
	Mtg.	1 ^p	2 ^p	3 ^p	4 ^p	5 ^p	6 ^p	7 ^p	8 ^p	9 ^p	10 ^p	11 ^p	12 ^h
$\beta - 90^\circ:$	26°	28	26	20	21	20	18	14	10*	12	13	13	

Die erwartete periodische Schwankung der Windrichtung tritt also in beiden Fällen deutlich hervor und erreicht eine Grösse von etwa 20°.

An passend gelegenen Stationen mit nur dreimal-täglichen Beobachtungen ist kein Mangel; da die Mittagsbeobachtung (um 1^p—3^p) ungefähr auf die Zeit des Maximums der Windstärke fällt, so muss sich das Phänomen darin zeigen, dass in der Gesamtheit der periodischen und unperiodischen Drehungen diejenigen mit dem Uhrzeiger zu den entgegengesetzten Drehungen vormittags in einem anderen Verhältnisse stehen, als nachmittags.

*) Die Berechnung der mittleren Windrichtung N β° E geschah nach der Lambert'schen Formel:

$$\tan \beta = \frac{E - W + [NE - SW + (SE - NW)] \cos 45^\circ}{N - S + [NE - SW - (SE - NW)] \cos 45^\circ},$$

indem für E, W, NE... die Häufigkeitszahlen der betreffenden Windrichtungen eingesetzt wurden. Der numerische Werth von $\cos 45^\circ$ ist 0,707. Gegen die Verwendung der Formel ist im vorliegenden Falle, in welchem die Richtung des Windes überhaupt nur zwischen N und SE variierte, Nichts einzuwenden.

Bei der Zählung dieser Drehungen*) wurde folgendes Hauptresultat erzielt:

Jahressummen der Drehungen der Windfahne:

	Vormittag		Nachmittag	
	Mit d. U.	Gegen d. U.	Mit d. U.	Gegen d. U.
1) 23 Eben.-St. d. nördl. Hmsph.	5760	3697	4093	4612
2) 3 Gipfel-St. „ „ „	385	463	438	301
3) 8 Ebenen-St. d. südl. Hmsph.	506	831	830	533

Indem von den zwei zusammengehörigen Summen die grössere durch fetten Druck hervorgehoben ist, erkennt man sogleich, dass hierdurch die oben mit entsprechenden Ziffern versehenen Sätze volle Bestätigung erfahren. Nach 1) ist die von dem vertikalen Luftaustausche abhängige periodische Drehung sogar stark genug, um am Nachmittage die von dem Dove'schen Gesetze (pag. 272) verlangte Drehung durchschnittlich vollkommen zu unterdrücken.

Um schliesslich noch die unter 6) aufgeführte Schlussfolgerung zu prüfen, wurden die von 2 zu 2 Stunden durchgeführten Aufzeichnungen der Windrichtung auf den Schiffen „Papa“ (Kapt. Bannau), „Deutschland“ (Kapitäne Kühn und Kort), „Urania“ und „Susanne Godefroy“ (Kapt. J. Fruchtenicht) im Gebiete des Nordostpassates zur Darstellung der Häufigkeitssummen der einzelnen Windrichtungen, und letztere nach Lambert's Formel zur Berechnung der mittleren Windrichtung (Winkel β) benutzt; es ergab sich:

Zeit:	12 ^h	2 ^a	4 ^a	6 ^a	8 ^a	10 ^a	Mtg.	2 ^p	4 ^p	6 ^p	8 ^p	10 ^p	12 ^h
$\beta =$	47,7°	46,6	45,2	44,2	44,4	44,8	44,4	44,4	44,1	44,5	44,6	46,2	48,2

Im grösseren Theile des Tages (von 5^a bis 9^p) ist somit die Aenderung der Richtung verschwindend klein, wie Satz 6) es verlangt; ob die um Mitternacht herum sich zeigende Aenderung von etwa 4° im Wesen der Sache begründet ist, oder etwa nur in dem noch zu kleinen Umfange des Beobachtungsmaterials (zusammen 141 Tage) seinen Grund hat, muss späteren Untersuchungen zur Entscheidung vorbehalten bleiben.

*) Ausgeschlossen wurden alle Drehungen, welche grösser waren als 135°. — Die Stationen sind folgende. Ad 1): in Sibirien und Centralasien: Jenisseisk, Ssalair, Tomsk, Akmolinsk, Irbit, Irgis, Nukuss, Petro-Alexandrowsk; in Osteuropa: Gulynki, Moskau, Rshew, Kischinew, Posen, Breslau, Wien; in Westeuropa: Leipzig, München, Kassel, Stuttgart, Strassburg, Krefeld, Le Mans, Campo major; — ad 2): Rigi-Kulm, Schafberg, Schneekoppe; — ad 3): Concordia, Corrientes und Omaruru.

Viel früher, als das soeben besprochene periodische Phänomen ist ein anderes beobachtet worden, welches im Jahre 1877 in besonders augenfälliger Weise von Hellmann für Madrid nachgewiesen worden ist.*) Die Häufigkeitszahlen der einzelnen Windrichtungen zu verschiedenen Zeiten des Tages sind hiernach die folgenden:

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
3 ^a	6,8	30,8	8,1	9,5	4,4	12,6	8,4	11,4
6 ^a	6,7	31,5	9,8	8,0	4,1*	10,8*	7,8	10,3
9 ^a	6,2	34,9	11,9	7,6	4,2	10,9	7,6	8,1
Mittag	3,6	21,2	13,9	14,0	8,5	17,4	6,3*	6,3*
3 ^p	4,4*	14,4*	6,6	9,8	10,0	30,2	9,1	6,9
6 ^p	5,6	14,8	5,0*	8,4	6,8	28,1	12,7	10,0
9 ^p	5,8	18,9	5,5	7,9*	5,6	18,0	16,9	12,8
Mitternacht	6,7	25,3	5,6	9,6	4,6	13,6	11,7	14,1

Man erkennt, dass der Nordwind um 3^a, der Nordost um 9^a, der Ost und Südost zur Mittagszeit etc. etc. am häufigsten auftritt, dass also die Windrichtung im Allgemeinen der Sonne folgt. Zeigt sich die Erscheinung auch anderswo nicht mit der derselben Deutlichkeit, so scheint sich durchschnittlich doch wenigstens ein Vorwalten der Ostwinde am frühen Morgen und der Westwinde am Nachmittage und Abende nachweisen zu lassen. Um bezüglich dieser Frage möglichste Sicherheit zu erlangen, wurden für 11 gänzlich kontinentale und fern von Gebirgen gelegene Stationen (Kasan, Kiew, Warschau, Gorodischtsche, Gulyнки, Molodetschno, Tschernigot, Schazk, Riasan,

*) Oesterr. Zeitschr. XII, pag. 242. — John Knox Laughton hat die Erscheinung im II. Jahrgange, 1875, pag. 155, des Quarterly Journ. of the Meteor. Soc. beschrieben und zur Erklärung der täglichen Periode des Luftdrucks herangezogen. — Ferner sagt Charles Grad in seinem vortrefflichen Climat de l'Alsace (Bulletin de la société d'histoire naturelle de Colmar, XI. Jahrg. 1870) auf pag. 72:

„Chaque matin, quand l'astre se lève, la température arrivée au degré le plus bas par suite du rayonnement nocturne, s'accroît avec rapidité et dilate l'air qui s'épanche vers les surfaces plus froides à l'Ouest. Il résulte de ce mouvement un faible vent d'Est, puis de Sud-Est à mesure que le soleil monte plus haut, pour se diriger du Sud au Nord à midi et venir enfin de l'Ouest vers le soir“ ... „Selon M. Fournet les petits vents, qu'il engendre en accomplissant sa giration de l'Est à l'Ouest en passant par le Sud, ont reçu dans le département de la Drôme le nom de solaires ou vents du soleil, solis aura.“

Auch Blanford erklärt die Ostwinde am Morgen als „Winds of elastic expansion“.

Irgis, Jenisseisk) die in den Jahrgängen 1872 und 1873 der Annalen des Petersburger physikalischen Centralobservatoriums publicirten Häufigkeitszahlen der 8 Windrichtungen summirt, und — mit Ausschluss der Windstillen — für jeden der 3 Beobachtungstermine auf die Summe 1000 reducirt; hierbei ergab sich:

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Mittl. Windr.
7 ^a :	107	84	98	99	175	134	181	122	S 56° 44' W
1 ^p :	94	79	91	104	169	148	183	132	S 56° 50' W
9 ^p :	105	77	86	108	176	139	185	124	S 56° 21' W

Hiernach sind die Häufigkeitszahlen jeder Windrichtung an allen 3 Terminen wenig von einander verschieden; nichtsdestoweniger zeigt sich deutlich ein Uebergewicht der nordöstlichen Winde am Morgen und der Winde aus der Südwesthälfte des Horizontes am Mittage und Abend, wiewohl die Berechnung der mittleren Windrichtung nach Lambert's Formel für die 3 Termine fast genau das gleiche Resultat ergibt; darauf ist aber bei der vorliegenden Vertheilung der Häufigkeitszahlen auf alle Windrichtungen nicht viel Gewicht zu legen.

Handelt es sich überhaupt um ein allgemeines, die ganze Atmosphäre betreffendes Phänomen, so muss dasselbe mit der täglichen Periode des Luftdruckes in innigem Zusammenhange stehen, und in der That ergibt sich aus Fig. 81 für die Zeit von 6^a bis 8^a der stärkste Gradient für Winde mit östlicher Komponente; gleich nach dem Mittage müssten dann aber schon Westwinde, am Abend um 6 Uhr von Neuem Ostwinde, und nach Mitternacht wieder Westwinde einsetzen.

Die Beobachtungen bestätigen diese Schlussfolgerungen indessen nicht, und überhaupt ist zu bemerken, dass eine Luftdruck-Differenz von 2 mm für eine Strecke von 90 Aequatorgraden einen verschwindend kleinen Gradienten (von höchstens $\frac{1}{50}$ mm pro 111 km) ergibt, während erfahrungsgemäss schon bei einem Gradienten von etwa $\frac{1}{4}$ mm in der Nähe der Erdoberfläche kein Wind mehr wahrnehmbar ist; Spuren der allgemeinen, den täglichen Barometerschwankungen entsprechenden Luftcirculation würde man also wohl höchstens noch an Gipfelstationen zu entdecken vermögen. Dann aber erhebt sich die Frage, wie denn für die unterste Luftschicht die in vielen Gegenden zweifellos konstatarirte Drehung des Windes mit der Sonne zu erklären sei?

Die folgende Tabelle enthält die (unter Ausschluss der Stillen) auf die Summe 1000 reducirten Häufigkeitszahlen der Windrichtungen zu München nach den Beobachtungen der Jahre 1879—1881.

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
München	8 ^a : 52	77	130	58	47	235	327	70
	2 ^p : 124	172	94	28	18	91	318	155
	8 ^p : 67	97	162	87	70	236	230	52

Nach diesen Zahlen scheint also der Wind zu München, ganz ähnlich, wie es sich nach der Tabelle pag. 348 für Madrid ergab, im Laufe des Tages eine Drehung mit der Sonne auszuführen, indessen setzt derselbe am frühen Morgen nicht mit einer östlichen Windrichtung ein, sondern im Gegentheil mit West; dann kommt um 2^p NW—NE, und um 8^p E—S. Der Grund dieses Wechsels dürfte aber leicht anzugeben sein, denn das Vorherrschen der polaren Winde zur wärmsten Zeit des Tages deutet mit Entschiedenheit darauf hin, dass München noch im Bereiche der Gebirgswinde liegt, welche die zu München zwar deutlich sichtbare, aber immerhin etwa 50 Kilometer entfernte Alpenkette an ihrer Nordseite hervorruft. *)

Sollte sich nun zu Madrid, welches an der SSE-Seite der Sierra de Guadarrama in einer Entfernung von nur 30 km gelegen ist, der Einfluss der Gebirgswinde nicht in ähnlicher Weise geltend machen? Dieses ist um so mehr zu erwarten, als allgemeine Gradienten und Luftströmungen, welche die Manifestation der periodisch wirkenden Einflüsse verdecken, zu Madrid weit seltener sind, als zu München, und überdies die Gebirgswinde an der äquatorialen Seite des Gebirges in wesentlich grösserer Intensität sich entwickeln werden, als an der polaren Seite. Vielleicht ist überhaupt das ganze Phänomen des Vorherrschens östlicher Winde am Morgen, und westlicher am Nachmittage und Abende — wie es sich in den Zahlen der Tabelle für die 11 russisch-sibirischen Ebenen-Stationen noch zu verrathen scheint — auf diesen Unterschied polarer und äquatorialer Gebirgs- und Hügel-Abhänge zurück-

*) In dieser Weise hat auch Herr Dr. C. Lang die aus der Diskussion langjähriger Beobachtungen sich ergebende tägliche Periode der Windrichtung zu München gedeutet („Beob. der meteorologischen Stationen im Königreich Bayern,“ IV. Jahrg. 1882, 4. Heft); für den Zeitraum 1825—1837 hatte sich ergeben:

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Still
bei Sonnenaufgang:	1,9	5,6	5,8	9,7	11,3	37,8	13,6	5,2	9,2
um 2 ^a nachmittags:	6,0	22,7	10,2	3,9	1,8	18,1	19,0	15,0	3,5
bei Sonnenuntergang:	5,4	21,2	10,7	5,8	2,7	22,2	16,1	11,1	5,0

Der Gang ist also ein ganz ähnlicher, wie nach den oben angeführten neueren Beobachtungen.

zuföhren. Ferner darf bei der Erklärung der täglichen Windperiode auch der aus Fig. 77 und 78 so anschaulich hervortretende Einfluss kleiner Kontinente auf den täglichen Gang des Barometers nicht ausser Acht gelassen werden; im Grunde handelt es sich hierbei ebenfalls darum, dass ein längst bekanntes Phänomen (dasjenige der Land- und Seewinde) sich weit tiefer ins Land hinein erstreckt, als man im Allgemeinen anzunehmen geneigt ist. *)

In jüngster Zeit (Oesterr. Zeitschr. XX, pag. 175) hat nun aber Herr Dr. Pernter das Phänomen der Winddrehung mit der Sonne (NE-Wind um 8^a, E um 10^a, S um 1^p, W um 6^p, NW um 9^p, N um 3^a) auf Grund mehrjähriger automatischer Registrirungen auch für den Obir- und Säntis-Gipfel nachgewiesen, indem besonders für den letzteren die Maxima der Häufigkeitszahlen auffallend regelmässig (wie in der Tabelle für Madrid, pag. 348) auf einander folgen; auch die Zählung der Drehungen in Intervallen von 3 zu 3 Stunden bestätigte dieses Resultat. Die Möglichkeit einer Erklärung auf Grund der soeben erörterten Principien ist indessen auch hier nicht ausgeschlossen; dafür spricht wohl am meisten die folgende Tabelle, welche sich für den Rigi bei der Bestimmung der Winddrehungen unter Berücksichtigung des Ausgangspunktes ergeben hat:

Anzahl der Drehungen aus		N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	Summe
Vormittag	Mit d. Uhrz.:	1	6	32	60	37	23	0	3	160
	Gegen d. U.:	0	0	2	6	30	57	79	10	184
Nachmittag	Mit d. Uhrz.:	0	3	9	71	63	47	2	0	196
	Gegen d. U.:	4	0	1	18	34	36	17	1	111

Obwohl hier die Summen für alle Windrichtungen (wie sie bereits in der Tabelle pag. 347 zur Verwendung kamen) das

*) Wegen der vielen störenden Einflüsse, auf welche bei den Landstationen Rücksicht zu nehmen ist, wird man die Frage nach der Realität jener allgemeinen Winddrehung mit der Sonne mit Sicherheit wohl nur mit Hilfe der Windbeobachtungen auf offenem Meere zu beantworten vermögen; denn hier sind alle anderen, den Wind betreffenden periodischen Erscheinungen sehr schwach entwickelt, während in den Tropen die tägliche Periode des Luftdrucks hinter derjenigen auf dem Lande nur wenig zurücksteht (nach Buchan nur etwa um $\frac{1}{5}$ oder $\frac{1}{4}$ der ganzen Oscillation). Ueberdies käme hier die weit geringere Reibung einer lebhafteren Entwicklung jener allgemeinen Luftströmungen sehr zu Statten. — Uebrigens dürfte der Umstand, dass von einer derartigen Erscheinung dem Seemanne noch nirgends etwas aufgefallen ist, das vorliegende Problem bereits bis zu einem gewissen Grade entscheiden; immerhin bleibt eine direkte Bestätigung sehr zu wünschen.

Ueberwiegen der rückläufigen Drehungen am Vormittage und der rechtläufigen am Nachmittage deutlich erkennen lassen (pag. 345), ergibt sich für einzelne Windrichtungen ein ganz abweichendes Resultat: Wenn der Wind am Morgen NE bis SE ist, so erfolgt bis zum Mittage fast ausnahmslos ein Ausschieszen desselben gegen S; wenn er SW und W ist, ein Zurückdrehen gegen S, so dass um 1^p fast nur die Windrichtungen SE—SW vertreten sind; von hier aus erfolgt nun die Drehung nach der polaren Seite der Windrose hauptsächlich mit dem Uhrzeiger, der auf Seite 345 aufgestellten Regel 2 entsprechend. In der Tendenz aller Winde, am Vormittage gegen Süd umzugehen, verräth sich offenbar die Entwicklung eines allgemeinen, von der Alpenkette fortfließenden Luftstromes, welcher mit den Nordwinden, wie sie sich zu München ergaben, einer und derselben geschlossenen Kette von Luftströmungen angehört. — Gipfelstationen an der Südseite der Alpen müssten — wenn diese Erklärung richtig ist — nach den Häufigkeitszahlen eine allgemeine Winddrehung ergeben, welche (ähnlich wie zu München) am Morgen mit SW und W anhebt, und durch NW—NE am Mittage in E am Abende übergeht. *)

Dass übrigens zu München sowohl, wie zu Madrid, der Sinn der Drehung — trotz entgegengesetzter Windrichtungen — der gleiche zu sein scheint, hat vielleicht in der allmäligen Vergrößerung des „Ablenkungswinkels“ nach Eintritt der betreffenden Gradienten seinen Grund (man vergl. pag. 116).

80. Die tägliche Periode der Feuchtigkeit der Luft.

Der Gang der relativen Feuchtigkeit zeigt im Allgemeinen überall einen innigen Zusammenhang mit demjenigen der Temperatur, indem erstere ein Maximum zur kältesten, ein Minimum zur wärmsten Tageszeit erreicht (man vergl. als Beispiel die Zahlen für Peking in der zweiten Kolonne der folgenden Tabelle). Diese einfache und stark ausgeprägte Periode der relativen Feuchtigkeit kommt dadurch zu Stande, dass die absolute Feuchtigkeit nur einer vergleichsweise geringen täglichen Veränderung unterworfen ist. Worin letztere besteht, ersieht man aus der Tabelle; eine Küstenstation der gemässigten Zone (Sitcha oder Neu-Archangelsk, in 57° 3' N. Br., und 135° 29' E von Gr.) zeigt ein Maximum zur wärmsten Tageszeit, ein Minimum in der Nacht; im Binnenlande

*) Der Obir-Gipfel liegt nun zwar nicht — wie der Säntis und Rigi — im Norden der Hauptkette der Alpen, wohl aber an der Nordseite des Höhenzuges der Karawanken und verhält sich zu diesem ähnlich, wie der Rigi zum Höhenzuge der Berner Alpen und Tödi-Kette.

	Relative Feuchtgk. Peking 1850—1855	Absolute Feuchtigkeit in Millim.					Bewölkung zu		
		Sitcha		Peking		Allahab.		Allahab.	Melbourne
		5½ Jahr 1850—1855	Juli	1850—55 Jahr	Juli	1876—80 Jahr	1874—79 Jahr	Jahr	Jahr
1 ^a	71%	8,23	7,85	18,80	20,56	14,93	2,6	5,77	
2	72	8,15	7,76	18,57	20,39	14,86	2,7	5,77	
3	73	8,13	7,66	18,34	20,23	14,81	2,8	5,81	
4	74	8,12*	7,57	18,13	20,07	14,83	2,9	6,04	
5	74	8,23	7,50*	18,08*	19,92	14,81	3,1	6,25	
6	73	8,43	7,53	18,31	19,79*	14,76*	3,3	6,37	
7	71	8,71	7,64	18,59	20,04	15,11	3,4	6,69	
8	68	8,92	7,81	18,93	20,57	15,34	3,3	6,53	
9	63	8,21	7,95	19,19	20,83	15,42	3,2	6,50	
10	59	9,41	8,08	19,48	20,65	15,39	3,2*	6,35	
11 ^a	56	9,47	8,18	19,67	20,49*	15,29	3,2	6,30	
Mtg.	54	9,59	8,25	19,64	20,53	15,14	3,3	6,21	
1 ^p	52	9,68	8,27	19,63	20,61	14,96	3,4	6,12	
2	50*	9,65	8,27	19,55	20,77	14,81	3,6	6,06	
3	51	9,58	8,25	19,44	20,80	14,76*	3,6	6,00	
4	52	9,46	8,24*	19,40*	20,86	14,94	3,6	5,91	
5	55	9,29	8,29	19,54	20,97	15,24	3,6	5,90	
6	59	9,12	8,32	19,57	21,13	15,42	3,5	5,87	
7	62	8,96	8,34	19,62	21,25	15,44	3,1	5,75	
8	65	8,74	8,30	19,66	21,23	15,34	2,7	5,64	
9	67	8,61	8,22	19,51	21,13	15,26	2,6	5,52*	
10	68	8,48	8,13	19,30	20,99	15,21	2,5*	5,56	
11 ^p	69	8,40	8,05	19,13	20,86	14,94	2,6	5,57	
12 ^a	70	8,32	7,93	18,92	20,71	15,06	2,6	5,63	

dagegen (in Peking und ganz besonders deutlich zu Allahabad) macht sich ein Minimum des Dunstdruckes zur warmen Tageszeit geltend, so dass zwei Maxima sich bilden: eines kurz vor dem Mittag, das andere gegen Abend. In der Tropenzone tritt diese Eigentümlichkeit sogar an den Küstenstationen (Batavia) deutlich hervor.

Auf hochgelegenen Stationen hat man bisher keinerlei Andeutung des sekundären Minimums der Mittagszeit nachzuweisen vermocht, vielmehr verhält sich der Dunstdruck hier ganz ähnlich, wie an den Küstenstationen der gemässigten Zone.

Als wesentlichstes und überall hervortretendes Moment bei der täglichen Veränderung des Dampfdruckes ergibt sich hiernach offenbar die durch die Temperatur bestimmte obere Grenze des Wasserdampfgehaltes der Luft, resp. des leeren Raumes; in dem

Auftreten des sekundären Minimums am Tage verräth sich ein zweites Moment, dessen Einfluss im Binnenlande am grössten ist; bei Betrachtung der täglichen Windperiode ist davon bereits die Rede gewesen (pag. 341).

Die eingehendste Untersuchung über die atmosphärische Feuchtigkeit ist diejenige von Direktor H. Wild im Petersburger „Repertorium für Meteorologie“, Tome IV, No. 7, welcher auch die obigen Daten grossentheils entnommen sind.

81. Die tägliche Periode der Bewölkung. In den zwei letzten Kolonnen der Tabelle auf Seite 353 findet man für zwei Stationen die mittlere Bewölkungsziffer jeder Tagesstunde angegeben. Man sieht, dass in beiden Reihen ein Maximum auf die Zeit gleich nach Sonnenaufgang fällt, ein Minimum dagegen auf die späten Abendstunden; ausserdem zeigt sich aber in dem kontinental gelegenen Allahabad noch ein gut entwickeltes Maximum zur Zeit der grössten Tageswärme, welches zugleich ein zweites Minimum gegen Mittag hervorruft. Offenbar hängt das Maximum am frühen Vormittage mit der Disposition zur Nebel-Bildung am Morgen zusammen, während das zweite Maximum als ein Effekt aufsteigender Luftströme und der durch sie erzeugten Cumulus-Wolken zu betrachten ist.

Begreiflicherweise werden aber beide Einflüsse je nach der Lokalität, der Jahreszeit und dem jeweiligen Witterungscharakter in verschiedenem Grade zur Geltung gelangen. Für Wien z. B. unterscheidet Hann*) im täglichen Gange der Bewölkung drei Typen, welche durch die folgende Tabelle der Abweichungen vom Mittel zur Anschauung kommen:

	2 ^a	6 ^a	10 ^a	2 ^p	6 ^p	10 ^p
Oktober bis Febr.	— 0,33	+ 0,48	+ 0,34	0,00	— 0,06	— 0,43*
Mz., Apr., Juli b. Spt.	— 31	+ 25	+ 11	+ 0,37	+ 12	— 54*
Mai und Juni	— 33	— 18	+ 21	+ 0,58	+ 35	— 63*

Die geringste Bewölkung fällt auch hier stets auf den späten Abend (10^p), und auch 2 Stunden nach Mitternacht ist die Bewölkung stets noch sehr gering; starke Bewölkung bei Sonnenaufgang (Nebel) stellt sich dann aber hauptsächlich zur kalten Jahreszeit ein, während starke Bewölkung am Nachmittage haupt-

*) Ueber den täglichen Gang einiger meteorolog. Elemente in Wien [Stadt]. Sitzungsber. der Wien. Akad., LXXXIII. Bd., II. Abth. — Referat in der Oesterr. Zeitschr. XVI, pag. 439.

sächlich als eine Eigenthümlichkeit der Sommermonate zu bezeichnen ist. *)

82. Die tägliche Periode des Regens. In richtiger Würdigung der grossen Bedeutung, welche die Kenntniss einer eventuellen, von der Tageszeit abhängigen Variabilität des Regenfalles theils für die theoretische Meteorologie, theils aber auch für die ausübende Witterungskunde und das praktische Leben gewinnen müsse, haben einige Beobachter sich der nicht geringen Mühe unterzogen, die Regenmenge in ganz kurzen Intervallen zu bestimmen. Besonders die zweistündlichen Regenmessungen von Gube zu Zechen, während des Zeitraums 1857—1871, sind in dieser Beziehung hervorzuheben (Oesterr. Zeitschr. Bd. XI); man findet die Resultate derselben in der folgenden Tabelle angegeben und wird bemerken, dass die verschiedenen Tageszeiten durchaus nicht dieselbe Regenmenge aufzuweisen haben.

Zweistündliche Regen-Mengen in Tausend-Theilen der Summe:

	Prag (1850.—69)		Zechen (1857—71)		Wien (5Jah.) Som- mer- Halb- jahr	Paw- lowsk 1878 —1879 Som- mer- Halbj.	Coimbra (1876—80)		Batavia (1866—1880)			Jahr
	Dez., Jan., Febr.	Juni, Juli, Aug.	Win- ter- Halbjahr	Som- mer- Halbjahr	Win- ter- Halbjahr	Som- mer- Halbjahr	Dez., Jan., Febr.	März bis Sept.	Oktober bis Nov.			
12 ^h —2 ^a	67*	61	88	66	90	61	69	95	112	70	35	87
2—4	68	57	93	62*	70	97	80	93*	92	35	34	64
4—6	87	54*	88	78	59*	95	96	109	90	32	17	61
6—8	82	61	79	62*	73	78	91	75	78	28*	15*	52*
8—10 ^a	67*	65	78*	63	78	54*	77	70*	72	38	20	55
10 ^a —12 ^h	81	73	82	64	63*	76	71*	72	69*	44	87	63
12 ^h —2 ^p	106	81	79	92	96	97	84	89	83	104	123	95
2—4	120	110	89	110	155	114	95	92	79	164	180	122
4—6	74	133	83	112	98	91	93	73	87	168	254	135
6—8	89	104	87	110	81	91	85*	65*	75	143	123	105
8—10 ^p	75	111	75	97	73	87	94	68	66*	88	65	74*
10 ^p —12 ^h	83	90	79	85	64*	59*	65*	99	97	86	47	87
Summe: in mm }	58	172	199	351		256	689	385	895	622	206	1724

Ueberdies fällt aber auch die Abhängigkeit dieser Periode von der Jahreszeit sofort in die Augen: im Sommerhalbjahr (April bis

*) In neuester Zeit hat J. Lizzar in der Oesterr. Zeitschr. XX, p. 241 das vorhandene Beobachtungsmaterial über die tägliche Periode der Bewölkung in erschöpfender Weise zusammengestellt.

September) ist die stündliche Regenmenge des Nachmittags nahezu doppelt so gross, als diejenige in der Nacht und am Morgen, während sie im Winterhalbjahr die Regenmenge der Nacht kaum erreicht. — Auch in den 20jährigen Aufzeichnungen eines automatisch wirkenden Regenmessers zu Prag zeigt sich ein analoger Einfluss der Jahreszeit, und zwar insofern noch entschiedener, als hier im Sommervierteljahre das nächtliche sekundäre Maximum des Regens vollkommen zurücktritt, während es im Wintervierteljahre neben dem Hauptmaximum des Nachmittags deutlich zu erkennen ist.

In ganz ungewöhnlichem Grade tritt indessen sowohl der tägliche Gang, als auch dessen Abhängigkeit von der Jahreszeit, aus den stündlichen Aufzeichnungen zu Batavia hervor, denn in den Monaten Oktober und November erreicht die Regenmenge am Nachmittage mehr als das 16fache von derjenigen am Morgen, während in den drei folgenden Monaten: Dezember bis Februar, dieser Unterschied vollkommen verschwindet und ausserdem die weitaus grösste Regenmenge gleich nach Mitternacht beobachtet wird. Die Regensummen am Fusse der Tabelle lassen erkennen, dass diese 3 Monate mehr als die Hälfte der Jahressumme liefern und somit als die eigentliche Regenzeit zu betrachten sind; Batavia steht alsdann unter der Herrschaft des SW-Monsuns, während in den übrigen Monaten (besonders vom Mai bis August) Nordostwinde vorherrschen; die Temperatur zeigt dabei eine geringe Depression, indem sie in diesem Vierteljahre (Dezember bis Februar) $25,2^{\circ}$, in den übrigen Monaten $26,0^{\circ}$ beträgt. Der tägliche Gang der Gewitterhäufigkeit ist zwar auch in der Regenzeit derselbe, wie in den übrigen Jahreszeiten (vergl. pag. 359), indessen sind die Nachtgewitter relativ weit häufiger, als in den übrigen Monaten (auf die 6 Stunden von 12—6^h morgens kommen im Dezember, Januar und Februar 23% , im Oktober und November 10% aller Gewitter).

Kehren wir zu den Aufzeichnungen in Europa wieder zurück, so ergeben sich z. B. für Pawlowsk im Sommer ebenfalls 2 Maxima und 2 Minima der Regenmenge, und auch zu Wien ist dieses der Fall, wenn man annimmt, dass die unperiodischen Schwankungen durch die Zusammenfassung vieler Fälle noch nicht gänzlich eliminirt seien; lässt man aber die Zahlen als Normalwerthe gelten, so zeigt sich um 8—10^h morgens ein drittes Maximum, mit einem darauf folgenden Minimum kurz vor Mittag. Auch zu Coimbra scheint die Periodicität eine dreifache zu sein, und eigenthümlicher Weise fällt das Hauptmaximum sowohl im Winter,

als auch im Sommer, auf die Zeit von 4—6 Uhr nachts. Die tägliche Periode des Regenfalls ist somit bei Weitem nicht ein so einfaches Phänomen, wie z. B. diejenige des Luftdrucks, der Temperatur oder der relativen Feuchtigkeit, bei welchen ein oder zwei Beispiele genügten, um das Charakteristische der Erscheinung für die ganze Erdoberfläche zu demonstrieren. Für Europa haben namentlich Hann*) und Augustin**) eingehendere Untersuchungen der Regenperiode geliefert und hierbei nicht nur die Menge, sondern auch die Häufigkeit, und die aus der Menge und Häufigkeit sich ergebende Intensität des Regens in Betracht gezogen. Zu Melbourne hat ferner Dr. Neumayer die Dauer der einzelnen Regenfälle beobachten lassen und nach fünfjährigen Aufzeichnungen die Tagesperiode der Regendauer abgeleitet; es ergab sich für das ganze Jahr ein entschieden ausgeprägtes Minimum um 1^h nachmittags, während der Verlauf der einzelnen Monatskurven von demjenigen der Jahreskurve allerdings vielfach erheblich abweicht.

Durch weitere Vermehrung der automatisch wirkenden Regenmesser wird man hoffentlich in einigen Jahrzehnten zu besserer Kenntniss der täglichen Regenperiode gelangen. Einige Hauptzüge des Phänomens treten aber nach dem Vorstehenden hier und da in so prägnanter Weise hervor, dass sich dieselben auch bereits aus viel größeren Untersuchungen ergeben würden. Beispielsweise dürfte schon die einfache Konstatirung der Thatsache, ob und in welchen Monaten nachts mehr Regen fällt, als am Tage, über so manche Frage viel Licht verbreiten, falls nur die Untersuchung über ein möglichst grosses Territorium sich erstrecken könnte.***)

*) Oesterr. Z. XVI, pag. 439, XVII, pag. 53.

**) „Ueber den tägl. Gang des Regenfalles,“ von Prof. Dr. Fr. Augustin; Aus den Sitzungsber. der Königl. Böhm. Ges. der Wiss., mitgetheilt am 9. Dez. 1881; — ferner Oesterr. Z. XVII, p. 235 und 243.

***) Den ersten Schritt in dieser Richtung hat übrigens Woeikof bereits gethan; in den Sapiski der russischen geographischen Gesellschaft vom Jahre 1875 berechnet er aus den Regenmessungen, welche während der Jahre 1861—1868 an den Russischen Observatorien um 8^a und 8^p ausgeführt wurden, die Procentsätze der Tagesmenge (8^a—8^p) des Niederschlags, wofür wir die folgenden Reihen als Beispiele anführen:

	April	Mai	Juni	Juli	August	Sept.	Oktob.
Petersburg:	51	56	52	57	66	51	51
Jekaterinburg:	33	56	73	66	55	44	42
Lugan:	47	51	75	70	52	40	57

Aus dem höchst spärlichen Materiale von mehrfachen Regenmessungen am Tage mögen ferner noch einige Resultate hier niedergeschrieben werden:

Hieraus ergibt sich von Neuem die Nothwendigkeit, mit der herkömmlichen Manier einer einzigen Regenmessung am Tage nun endlich zu brechen, und überall die Regenmenge ebenso oft zu bestimmen, wie es mit den übrigen Elementen geschieht.

Um ferner für die tägliche Schwankung der Häufigkeit des Regens schnell einige Hauptzüge, und deren geographische Verbreitung, feststellen zu können, braucht man ebenfalls nur dem Regen dieselbe Behandlung zu Theil werden zu lassen, wie den übrigen Elementen, indem man an jedem Beobachtungstermine konstatiert, ob es im Momente der Beobachtung regnet (resp. schneit etc.) oder nicht. Die Division der Zahl der Beobachtungen mit Regen durch die Gesamtzahl der Beobachtungen ergibt die absolute Regen-Wahrscheinlichkeit.*) Diese einfache Methode ist an Stationen mit zahlreichen Tages-Terminen bisher noch nicht zur Anwendung gekommen. Die dreimal-täglichen Beobachtungen von 12 Norwegischen Stationen ergaben im Mittel der Jahre 1874 bis 1878 das folgende Resultat:

	8 ^a	2 ^p	8 ^p
Jährliche Anzahl der Beob. mit Regen:	61,1	52,8	56,3
Absolute Regen-Wahrscheinlichkeit:	0,167	0,144	0,154

Am häufigsten regnet es hiernach am Morgen, am seltensten am frühen Nachmittage; auch die oben erwähnten eingehenderen Untersuchungen haben ergeben, dass wenigstens im Jahresmittel das Hauptmaximum der Häufigkeit ungefähr auf die Zeit des Sonnenaufgangs fällt; seine Ursache dürfte also dieselbe sein, wie diejenige des gleichzeitigen Maximums der Bewölkung. — Ferner dürfte auch das Hauptmaximum der Regenmenge am Nachmittage,

Paramaribo 1833—1834 (nach Dove's Klimatolog. Beiträgen)

	7 ^a —2 ^p	2 ^p —7 ^p	7 ^p —7 ^a
Regenmenge der Intervalle:	1187 mm	2304 mm	1645 mm
Regenmenge pro Stunde:	170	461	137

Vivi am unteren Congo (nach v. Danckelman; vergl. pag. 343)

	7 ^a —2 ^p	2 ^p —9 ^p	9 ^p —7 ^p
Regenmenge der Intervalle:	16%	43%	41%
Regenmenge pro Stunde:	2,3%	6,1%	4,1%

Der Gang beider Zahlenreihen (für die West- und Ostküste des tropischen atlantischen Oceans) stimmt dahin überein, dass der Nachmittag die Hauptzeit des Regens repräsentirt. In entsprechender Weise beschreibt schon Humboldt nach eigenen Erfahrungen die Tagesperiode des Regens; dass aber Ausnahmen vorkommen, hat uns das Beispiel von Batavia gelehrt.

*) Vergl. Köppen: „Zur Charakteristik der Regen in Nordwest-Europa und Nordamerika“; Meteorol. Zeitschr. 1885, pag. 10.

indem es besonders in der warmen Jahreszeit hervortritt, ebenso wie das zweite Maximum der Bewölkung, auf den gesteigerten vertikalen Luftaustausch (Gewitter etc.) zurückzuführen sein. — **Mysteriös** bleibt vor der Hand das nächtliche Maximum des Regenfalles, welches fast in allen Reihen sich zu erkennen giebt und in der kälteren Jahreszeit vielfach zum Hauptmaximum wird.

83. Die tägliche Periode der Gewitter. Die Abhängigkeit von der Tageszeit ist bei keinem meteorologischen Element allgemeiner bekannt, als bei der Temperatur und den Gewittern. Um für letztere den täglichen Gang ihrer Häufigkeit durch Zahlen zu demonstrieren, wurden in der folgenden Tabelle die Beobachtungsergebnisse aus verschiedenen Gegenden zusammengestellt.

Relativ-Werthe für die Häufigkeit der Gewitter:

	1879 und 1880		1881 und 1882		1879 bis 1882	Schweden (1871—1875)			Schottland		Leuchthürme in N. u. W. von Schottland	Melbourne 1858 bis 1863	Batavia 1867 bis 1881	
	Bayern	Bayern	Württemberg	Gr. Glatz	Juni bis Aug.	Sept. bis Mai	a	b	E-Seite	N. u. W-Seite		1863	1881	
12—1 ^a	114*	171	52	16*	55	42	47							
1 ^a —2	129	152*	49	19	41*	49	46	56	76	46	21*	15,9		
2—3	127	159	42	11	50	43	43							
3—4	92	143	35	5	54	38	38	45*	54					
4—5	55	117	33	4	66	33	33			33	22			
5—6	38	102	33	4*	65	29	30*	48	41					
6—7	37*	94	29	4	92	27*	31					3,9*		
7—8	48	90*	24*	8	91	42	35	35	34*	26	4*			
8—9	69	92	25	15	93	31	36							
9—10	110	147	35	28	98	39	40	34*	41					
10—11 ^a	197	271	51	39	200	53	68			25	7			
11 ^a —12	212	397	65	55	364	125	102	93	60					
12—1 ^p	466	532	86	74	508	103	110					49,6		
1—2	691	710	124	100	628	110	118	144	92	21*	23			
2—3	872	997	162	107	755	148	145							
3—4	985	1005	172	128	858	173	170	164	127					
4—5	906	979	164	142	813	184	176			31	46			
5—6	780	877	153	129	650	163	158	142	128			30,6		
6—7	688	773	138	103	476	124	134							
7—8	532	699	135	87	306	125	120	94	134	33	47			
8—9	427	600	133	69	265	108	104							
9—10	264	442	106	45	200	76	80	84	122					
10—11 ^p	160	313	70	25	112	58	62			43	36			
11 ^p —12	115	233	45*	17	56	58	54	61	91					

Am häufigsten sind hiernach die Gewitter im Allgemeinen zur wärmsten Tageszeit: um 2—5^h nachmittags; am seltensten in der zweiten Hälfte der Nacht und am frühen Vormittage: so zeigt es sich in Bayern, Württemberg; Schlesien, in den Tropen zu Batavia, in Schweden und im östlichen Schottland. In den ersten 4 Beobachtungsreihen, und ebenso in derjenigen von Ostschottland, tritt überdies noch ein zweites (nächtliches) Maximum ganz deutlich hervor, auf welches zuerst von Prof. von Bezold aufmerksam gemacht wurde*) (Oesterr. Zeitschr. XVIII, p. 205). Merkwürdigerweise zeigt sich in Schweden keine Andeutung dieses sekundären Maximums, weder in den eigentlichen Sommermonaten, noch im kälteren Theile des Jahres (denn in der ausgeglichenen Zahlenreihe b erkennt man eine vollkommen regelmässige Abnahme der Zahlen bis zum Minimum um 5—6^h morgens). Auffällig erscheint indessen in Schweden eine beträchtliche Verlagerung der Extreme in der kühleren Jahreszeit**), deren Sinn mit der Verschiebung der Extreme in W- und N-Schottland, im Vergleiche zu Ostschottland, übereinstimmt. Diese Bemerkung ist vielleicht deshalb von Interesse, weil sich für Schottland der Grund der Verschiedenheit zwischen Ost und West mit Hilfe der benachbarten Be-

*) Allerdings hat sich schon 1868 (Oesterr. Zeitschr. III, pag. 545) Carl Fritsch mit der Untersuchung eines zweiten täglichen Maximums der Gewitterfrequenz beschäftigt; dieses fiel aber auf eine frühere Stunde (8—9^h abends) und hatte — wie Fritsch an eigenen fünfjährigen Beobachtungen zu Salzburg nachweisen konnte, nur darin seinen Grund, dass auch alle Fälle mit blossem Blitzen (Wetterleuchten) als Gewitter gezählt wurden. — Eine derartige Erklärung kann aber bei dem in Rede stehenden Phänomen wohl nicht in Frage kommen, denn in Bayern, Württemberg und in der Grafschaft Glatz wird der erste Donner als Merkmal des Gewitters betrachtet.

**) Vollkommen dem analog zeigt sich der Einfluss der Jahreszeit auf die tägliche Periode der Gewitter in Sibirien; nach A. Klossowski's Broschüre: „Zur Lehre von der elektrischen Energie in der Atmosphäre; die Gewitter in Russland“ (Odessa 1884, in russischer Sprache) ist die Vertheilung der Gewitter, auf Grund der Aufzeichnungen von 31 Stationen in 10 Jahren, die folgende:

	12 ^h	3 ^a	6 ^a	9 ^a	12 ^h	3 ^p	6 ^p	9 ^p	12 ^h
Mai	2	2	2	5	28	33	18	10	
Juni	2	3	3	10	23	28	18	13	
Juli	4	3	3	12	27	28	15	8	
August	1	3	3	5	20	27	27	14	
Septemb.	3	3	0	0	14	38	28	14	
Jahr	3	3	3	9	25	29	18	10	

Die normale Zunahme der Gewitter im Früh-Sommer macht sich hiernach hauptsächlich bei den Vormittagsgewittern bemerkbar.

obachtungsreihe von den Leuchttürmen im Norden und Westen von Schottland deutlich erkennen lässt; denn letztere verrathen mit grosser Entschiedenheit ein einziges Maximum in der Nacht und ein Minimum am frühen Nachmittage. Es handelt sich nämlich hier um Wintergewitter, welche an dieser Stelle eine ziemlich häufige Erscheinung sind. Der Kontrast, den in dieser Beziehung die Beobachtungen der Leuchttürme an der Ostküste gegen jene der Nord- und Westküste darbieten, ist sehr überraschend; an der Ostküste ist von Dezember bis Februar nur für 5 Stunden Donner verzeichnet, an der NW-Küste hingegen für 135 Stunden, und noch an der SW-Küste sind es 122 Stunden.

Von grösstem Interesse sind in Verbindung mit diesen That-sachen die Gewitter zu Stykkisholm auf Island, wo dieselben fast reine Winter-Erscheinungen repräsentiren. Von den 23 Stunden, in welchen Donner gehört wurde, fallen nur drei auf die Tageszeit, alle anderen auf die Nacht. Aus der Beschreibung dieser Nacht-Phänomene in den Beobachtungsjournalen von Stykkisholm und auf den Leuchttürmen geht hervor, dass es sich um kurz dauernde Erscheinungen handelt, welche sich auf wenige Blitze und Donnerschläge beschränken und die Wintercyclonen des nord-westlichen Europa's begleiten.

Man möchte hieraus den Schluss ziehen, dass die Winter-cyclonen überhaupt während der Nacht eine intensivere Thätigkeit zeigen müssten, als bei Tage; der Grund wäre alsdann in der lebhafteren Abfuhr der Luft nach den heiteren und stark ausstrahlenden Gebieten der barometrischen Maxima zu suchen (man vergl. pag. 234). Empirische Belege für die Richtigkeit jener Schlussfolgerung lassen sich gegenwärtig noch nicht beibringen;*) dass aber die Intensität der grossen Cyclonen einer täglichen Periode unterliegen könnte**), ist vielleicht schon deswegen als

*) Als ein indirekter Beweis wäre ein starkes Hervortreten des nächtlichen Regen-Maximums an den Nordwestküsten Europas zur kalten Jahreszeit zu betrachten, wie man es nach den in § 82 festgestellten That-sachen zu erwarten berechtigt ist. Leider scheinen aber zweimal-tägliche Regen-Messungen auf dem betreffenden Gebiete gänzlich zu fehlen.

**) Eine Abhandlung von Rolph Abercromby: „On the diurnal variation of wind and weather in their relation to isobaric lines“ (Quart. Journ. of the Met. Soc., Oktob. 1882) stellt sich die Aufgabe, die periodischen Veränderungen der einzelnen Elemente in ihrem Zusammenhange zu beleuchten; aus der Zunahme der Windgeschwindigkeit zur Mittagszeit z. B. zieht Abercromby den Schluss, dass mit der grösseren Luftzufuhr zum Centralraume der Cyclone auch deren Intensität, und die Niederschlagsmenge am Tage wachsen müsse, und ein einzelnes Beispiel aus den Vereinigten Staaten

naheliegend zu bezeichnen, weil die Tageszeit auf die Entwicklung der sekundären Depressionen des Sommers augenscheinlich Einfluss nimmt; wenigstens lehrt dieses die alltägliche Erfahrung (vergl. pag. 288), wenn auch statistische Untersuchungen hierüber noch nicht ausgeführt sind.

Das nächtliche Maximum der Gewitterfrequenz, wie es oben nach den Beobachtungen in Süd- und Ostdeutschland konstatirt worden ist, hat nun möglicherweise darin seinen Grund, dass die wenigen Wintergewitter hauptsächlich zur Nachtzeit auftreten; in diesem Falle müsste das zweite Maximum bei der Elimination der Wintergewitter aus den Beobachtungsreihen verschwinden. Wäre aber Letzteres nicht der Fall, so bliebe trotzdem noch die Möglichkeit des angedeuteten Zusammenhangs der Erscheinungen bestehen, denn die grossen Cyklonen könnten auch im Sommer einer geringen nächtlichen Verstärkung unterliegen.

Für die Beurtheilung der täglichen Gewitterperiode kommt schliesslich noch ein zuerst von Woeikof hervorgehobenes Moment in Betracht, nämlich die Existenz sogenannter Gewitterherde, als welche — wie es scheint — besonders die flachen Gebirgsthäler aufzufassen sind. Indem die Gewitter von der Bildungsstätte aus gewöhnlich ost- oder nordostwärts fortschreiten, muss das Maximum der Gewitterhäufigkeit in den weiter östlich gelegenen Gebieten einer Verspätung unterliegen. Von Bezold konstatirte z. B. schon zwischen Bayern und Württemberg eine geringe Zeitdifferenz (von nahezu einer Stunde), und Richter**) hebt hervor, dass die Gewitter in der Grafschaft Glatz wiederum später als in Bayern ihr Maximum erreichen (man vergleiche auch die obige Tabelle). — Nach Woeikof (Sapiski der russisch. geogr. Ges., 1875, pag. 120) ändert sich die Häufigkeit der Gewitter im Osten der Karpathen für Intervalle von je 3 Stunden in folgender Weise:

	12 ^h	3 ^a	6 ^a	9 ^a	12 ^h	3 ^p	6 ^p	9 ^p	12 ^h
Gouv. zwischen Kar- pathen u. Dnjepr	5	1	0	5	14	28	22	25	
Gouv. östl. v. Dnjepr	11	5	3	5	24	34	14	5	

In den ebenen Steppen von Südrussland ist also der tägliche Verlauf der Gewitterhäufigkeit der gewöhnliche: mit dem Haupt-

von Nordamerika (vom Januar 1873) scheint diese Argumentation zu bestätigen. Vom theoretischen Standpunkte ist aber einzuwenden, dass die mittägliche Verstärkung des Windes auf die alleruntersten Schichten sich beschränken dürfte.

*) Oesterr. Zeitschr. XVIII, p. 206.

**) Deutsche „Meteorolog. Zeitschr.“ II, 1885, p. 33.

maximum um 3—6^h nachmittags (und einem sekundären Maximum gleich nach Mitternacht); eine auffallende Verspätung zeigen dagegen die Gewitter in den Gebieten, welche im Südwesten unmittelbar von den Karpathen begrenzt werden.

Ein anderes Beispiel bilden die Gewitter und Regenfälle in Nebraska, im Osten der Rocky-Mountains; nach einer Mittheilung von S. R. Thompson (im Americ. Meteor. Journal, Vol. I, 1884) sollen daselbst $\frac{4}{5}$ aller Gewitter zwischen 5^p und 7^a zum Ausbruch kommen, und auch die Regenfälle (besonders im Sommer) hauptsächlich auf diese Tageszeit sich beschränken.

84. Die tägliche Periode der Lufterlektricität. Schon von Saussure wurde beobachtet, dass die Normalelektricität der Luft, welche sich im Allgemeinen — besonders bei ruhigem, klarem Wetter — immer als positiv erweist, einer regelmässigen täglichen Veränderung unterworfen ist, wobei sich zwei Maxima und zwei Minima bemerkbar machen. Aus der beistehenden Tabelle, welche in Relativzahlen die positive elektrische Spannung ausdrückt, ergibt sich diese Thatsache mit voller Deutlichkeit, und zwar fallen die Extreme fast genau auf dieselben Tageszeiten, wie die entsprechenden Extreme des Luftdrucks (p. 331). Nach Prof. Ragona*) ist die Identität des Ganges beider Phänomene zu Modena eine so vollkommene, dass sich der Gedanke an einen inneren Zusammenhang derselben kaum abweisen lässt; Ragona meint in der That, dass die Zunahme der elektrischen Spannung die Elasticität der Luft, und hiermit unmittelbar auch den Luftdruck vermehre. Auch Neumayer konstatirt schon in seinen „Discussions“ der von ihm geleiteten Beobachtungen zu Melbourne (1858

	Melbourne 1858—1863		Moncalieri 1871 bis 1878
	Juli	Januar	
12 ^h	3,20	2,69	16,9
1 ^a	3,11	2,59	16,0
2	2,78	2,33*	14,9*
3	2,70*	2,52	15,7
4	2,89	2,40	15,4
5	3,05	2,72	16,1
6	3,35	3,68	18,2
7	4,23	3,81	18,7
8	5,27	3,51	19,4
9	5,29	2,61	19,6
10	4,79	2,21	19,2
11 ^a	3,85	2,02	17,2
12 ^h	3,42	1,83	16,2
1 ^p	2,91	1,76	15,4
2	2,83	1,71	14,1
3	2,69*	1,34*	14,0*
4	3,28	1,70	14,3
5	3,78	1,96	15,0
6	4,50	2,18	17,7
7	4,60	2,61	17,8
8	4,28	2,86	18,5
9	4,18	3,30	19,1
10	3,84	3,02	18,0
11 ^p	3,80	2,92	15,9

*) Man sehe ein Referat von Jelinek in der Oesterr. Zeitschr. VIII, 1873, p. 67.

bis 1863) die innige Verwandtschaft der beiden Perioden, macht indessen darauf aufmerksam, dass die Amplitude der Lufterlektricität in der warmen Jahreszeit kleiner sei, als in der kalten, während der Luftdruck sich umgekehrt verhält.

Die von Ragona vertretene Hypothese hat kaum Beachtung gefunden, was wohl daran liegt, dass 1) der von ihm supponirte physikalische Zusammenhang zu wenig durchsichtig erscheint; 2) andere näher liegende, wenn auch noch nicht vollkommen geklärte Vorstellungen bezüglich der Entstehung der täglichen Periode des Luftdrucks vorhanden sind, indem z. B. die direkte und indirekte Absorption der Sonnenstrahlung durch die Atmosphäre unbedingt irgend einen Einfluss auf den Luftdruck ausüben muss; 3) dass die in einer hinter uns liegenden Epoche obwaltende Tendenz, alle möglichen Erscheinungen mit Hülfe der vielfach noch mysteriösen Elektricität erklären zu wollen, gegenwärtig überhaupt in ihr Gegentheil umgeschlagen ist. — Begreiflicher Weise kann von einer klaren Erfassung der Vorgänge nicht die Rede sein, so lange das zu Hülfe genommene Element seinem Wesen und seiner Ursache nach noch vollkommen hypothetisch ist. Denn selbst hinsichtlich der Art und Weise, wie man die an den Elektrometern beobachteten Erscheinungen zu deuten habe, giebt es verschiedene Ansichten; nach der am meisten verbreiteten ist eine höher gelegene Luftschicht mit positiver Elektricität stark geladen, die der Erde aufliegende Schicht dagegen im Allgemeinen unelektrisch; nach Quetelet und Lamont wäre aber umgekehrt die Erde negativ geladen, die Luft hingegen unelektrisch. Als Ursachen der Lufterlektricität sind z. B. die Prozesse der Verdampfung und Kondensation, ferner der Vegetationsprocess, die Reibung der Luft an den festen und flüssigen Theilen der Erdoberfläche, die Reibung der Wasserdämpfe an der Luft oder an flüssigem Wasser, die Reibung der Nebeltröpfchen an Eisnadeln herangezogen worden; ferner in neuerer Zeit von Edlund*) die unipolare Induktion. Letztere Hypothese ist weniger bekannt und möge deshalb in Kürze skizzirt werden. Die Erde wird hierbei als ein permanenter Magnet betrachtet, welcher in der (mit der Erde) rotirenden Hülle das elektrische Fluidum theils vertikal aufwärts, theils polwärts drängt; die geringe Leitungsfähigkeit der Luft setzt der Ausgleichung der ungleichförmigen Vertheilung des Fluidums (vulgo:

*) Recherches sur l'induction unipolaire, l'électricité atmosphérique et l'aurore boréale; königl. schwed. wiss. Abh., Bd. 16. — Eine besondere, 1884 erschienene Broschüre behandelt den Gegenstand ausführlicher.

der Vereinigung der geschiedenen + und — Elektricität) einen beträchtlichen Widerstand entgegen; es wird sich somit die positiv elektrische Ladung erheblich vermehren müssen, ehe eine Entladung zur Erde stattfinden kann. Diese Entladung kann aber in zweierlei Weise geschehen: durch Entladungsschläge; d. i. Gewitter, oder durch kontinuierliche Ströme, d. h. Polarlichter. So bestechend diese Hypothese vermöge der Zusammenfassung einer ganzen Reihe von Vorgängen auch erscheint, so ist bezüglich der Erklärung der Gewitter doch derselbe Einwand zu erheben, wie gegen die Schwedof'sche Hagel-Theorie (pag. 323); es giebt sehr häufig Regenböen ohne Gewitter-Erscheinungen, niemals aber Gewitter ohne Wolken und Regen; die elektrische Entladung kann also schwerlich als das primäre Element betrachtet werden.

Allerdings sucht Edlund später (Philos. Mag., Ser. 5, Vol. XVII, pag. 493) die ungeheure Spannung der Gewitter-Elektricität durch die beim Kondensiren des Wasserdampfes in der Luft erfolgende Volum-Verminderung des Wassers zu erklären: ein Moment, auf welches schon von anderen Forschern hingewiesen worden ist. So sagt z. B. Prof. Tait in einem Vortrage in der schottischen meteorologischen Gesellschaft (März 1884): „Die neue kinetische Gastheorie lehrt, dass in einem Kubikzoll gesättigten Wasserdampfes bei gewöhnlichem Luftdrucke etwa 300 Trillionen Theilchen enthalten sind. Dieses entspricht etwa $\frac{1}{1600}$ Kubikzoll Wasser, d. h. einem Regentropfen von gewöhnlicher Grösse. Wenn aber jedes Dampftheilchen durch irgend eine Ursache elektrisirt war, und zwar alle auf das gleiche Potential, so würde nach ihrer Vereinigung zu einem Regentropfen das Potential des letzteren 50 Billionen mal grösser sein. — Hieraus ersieht man, dass — wenn es eine Ursache giebt, welche jedem Dampftheilchen auch nur ein kaum messbares Potential verleiht — die Vereinigung dieser Dampftheilchen zu einem Wassertropfen dennoch die Ladung der schrecklichsten Gewitter erklären würde. — Schon vor Jahren fiel mir ein, dass der einfache Kontakt der Dampftheilchen mit denen der Luft — da sie ja nach der kinetischen Gastheorie in einander diffundiren — hinreichen müsste, um dieses ausserordentlich kleine Potential hervorzubringen; hiernach wäre die Quelle der atmosphärischen Elektricität dieselbe, wie die Volta'sche Elektrisirung beim Kontakte zweier trockener Metalle.“

Vierte Abtheilung.
Periodische Erscheinungen,
welche nicht der Rotation der Erde und deren Bewegung
um die Sonne ihre Entstehung verdanken.

85. Einfluss der Sonnenflecken auf die meteorologischen Vorgänge. In ausführlichster Weise ist dieser Gegenstand besprochen in dem soeben erschienenen „Handbuch der ausübenden Witterungskunde“ von Dr. van Bebbler (Stuttgart 1885); das betreffende Kapitel schliesst auf Seite 258 mit dem folgenden Resumé:

„Es erscheint uns zweifellos, dass Beziehungen zwischen den Sonnenflecken und den meteorologischen Vorgängen bestehen, Beziehungen, die, wenn sie genau ihrer Eigenartigkeit und ihrer Grösse nach erkannt wären, jedenfalls für die ausübende Witterungskunde mit Erfolg verwerthet werden könnten. Es ist wahrscheinlich, dass die periodischen Veränderungen in der Atmosphäre nicht direkt durch die Sonnenflecken veranlasst werden, sondern dass beide Erscheinungen durch eine gemeinschaftliche oder mehrere nebeneinander wirkende Ursachen hervorgebracht werden, wodurch eine Verschiebung der Perioden gegeneinander ermöglicht wird. In Bezug auf die einzelnen meteorologischen Elemente erscheinen folgende Resultate wahrscheinlich:

1) **Temperatur.** Die von Köppen nachgewiesene genaue Uebereinstimmung der Temperatur- und der Sonnenfleckenkurve seit 1816 und die Umkehrung von 1779—1816 erscheint räthselhaft, allein dies berechtigt nicht, den Zusammenhang der Sonnenflecken mit den Wärmeverhältnissen ganz zu leugnen. Es ist abzuwarten und genau zu untersuchen, ob die Umkehrung nicht eine periodisch wiederkehrende und welchen Bedingungen sie unterworfen ist.

2) **Luftdruck.** Der Zusammenhang scheint für Südasien ganz bestimmt nachgewiesen, und ist derart, dass die höheren

Barometerstände den Maxima, die niederen den Minima der Sonnenflecke entsprechen. In welcher Weise die Kompensation, welche wegen der sich gleichbleibenden Gesamtluftmasse gefordert wird, erfolgt, bleibt unentschieden.

3) Cyklonen und Winde. Für die Cyklonen gilt das von Meldrum aufgestellte Gesetz, dass ihre Häufigkeit mit der Sonnenfleckenfrequenz zunimmt. Dasselbe gilt für die Windstärke; eine bestimmte Beziehung der Windrichtung zu den Sonnenflecken kann mit irgend einer Wahrscheinlichkeit noch nicht festgestellt werden.

4) Niederschläge. Wie die Cyklonen, so nehmen auch die Niederschläge mit der Fleckenhäufigkeit zu. In ähnlicher Beziehung scheinen auch die Wasserstände der Flüsse im Allgemeinen zu stehen, jedoch scheinen die Aenderungen der Wasserstände auch noch von anderweitigen, oft lokalen Einwirkungen beeinflusst zu werden.

5) Bewölkung. Die bis jetzt gemachten Untersuchungen reichen nicht hin, sich ein bestimmtes Urtheil über den Zusammenhang der Bewölkung mit den Sonnenflecken zu bilden.

6) Gewitter und Hagelfälle. Während es schwierig ist, über die Gewitter sich zu einer begründeten Ansicht zu entscheiden, können wir annehmen, dass die Häufigkeit der Hagelfälle sich in demselben Sinne ändert, wie die Häufigkeit der Sonnenflecken.

Hiernach ist ein Zusammenhang der Sonnenfleckenhäufigkeit mit den Veränderungen unserer Atmosphäre wohl nicht zu leugnen, allein der periodische Gang der Witterungserscheinungen in Bezug auf Fleckenhäufigkeit ist so vielen dem Wesen nach unbekanntem Störungen ausgesetzt, dass es wohl nicht möglich ist, hierauf Wetterprognosen auf längere Zeit voraus mit nennenswerthem Erfolge zu stellen.“

86. Einfluss des Mondes auf die meteorologischen Erscheinungen. Nach eingehender Prüfung und Besprechung aller einschlägigen Untersuchungen giebt van Bebbber in dem oben erwähnten Werke, p. 189, sein Urtheil in folgenden Worten ab:

1) „Der Luftdruck ist höher in der Erdferne, als in der Erdnähe, wahrscheinlich höher in den Quadraturen, als in den Syzygien, allein dieser Unterschied ist in Anbetracht der übrigen Luftdruckschwankungen so verschwindend klein, dass er durch obige Untersuchungen zahlenmässig nicht festgestellt werden konnte.

2) Das Dasein der durch den Mond hervorgebrachten Ebbe und Fluth ist nicht zu leugnen, indessen lässt sich dieselbe nur in niederen Breiten mit Bestimmtheit nachweisen, und es beträgt hier ihre Grösse kaum 0,1 mm.

3) Die Regenkurve steigt im Allgemeinen im ersten Viertel und zweiten Oktanten nach dem Vollmond hin, erreicht hier ein Maximum und fällt dann verhältnissmässig rasch gegen das letzte Viertel hin. Im Perigäum ist, entsprechend der grösseren Luftdruckschwankung, die Regenhäufigkeit grösser, als im Apogäum. Jedoch auch hier ist der Betrag des Mondeinflusses sehr gering und kann ziffermässig noch nicht genau angegeben werden.

4) Die nördlichen und nordöstlichen Winde sind am häufigsten in der Nähe des letzten Viertels, am seltensten beim ersten Viertel, gerade umgekehrt die südwestlichen Winde. Eine genaue Feststellung ist auch hier noch nicht möglich.

5) Die Untersuchungen über Bewölkung, Gewitter und Temperatur geben kein einigermaassen bestimmtes Endergebniss, vielmehr sind die Resultate der einzelnen Untersuchungen unter sich vielfach im Widerspruch.“

Anhangsweise möge ferner noch bemerkt werden, dass sich verschiedentlich Andeutungen für die Existenz noch anderer Perioden ergeben haben; so fand Wild (nach den Beobachtungen von 1752 bis 1879) eine ungefähr 23jährige Periode der Temperatur zu St. Petersburg; Hornstein eine 70jährige Periode des Luftdrucks zu Prag; Mailand, Wien und München (in Uebereinstimmung mit einem gleichen Gange der Nordlichter und Sonnenflecken); H. H. Clayton jr. eine 25 monatliche Periode des Luftdrucks in Nordamerika; Gould eine 18jährige Periode der Windstärke zu Buenos Ayres; Buys Ballot eine mit der Rotationsdauer der Sonne einstimmende Temperaturperiode zu Harlem und Zwanenburg. — Die strengen Winter Europas sind mehrfach bezüglich ihrer periodischen Wiederholung geprüft worden; die neueste und eingehendste Untersuchung von Köppen führte auf eine 45jährige Periode für die letzten 2 Jahrhunderte, namentlich aber auf eine 130jährige für die ältere Zeit (von 1200 an).

Fünfte Abtheilung.

Untersuchungen über die Veränderlichkeit der meteorologischen Elemente, ohne Rücksicht auf die zu Grunde liegenden Ursachen.

87. Ueber die mittlere Abweichung der meteorologischen Elemente, insbesondere der Monatstemperatur. Um an irgend einem Orte für einzelne Momente sowohl, als auch für längere Zeitabschnitte (Monat, Jahr etc.) den Witterungszustand in grösster Kürze zu charakterisiren, vergleicht man häufig die betreffenden Werthe der einzelnen meteorologischen Elemente mit dem Normalwerthe, d. h. mit dem langjährigen Mittelwerthe derselben. Bestimmt man in dieser Weise für eine längere Reihe gleicher aufeinander folgender Zeitabschnitte die Abweichung oder Anomalie (Δ), so gewinnt man für diesen Ort, erstens, gewissermaassen eine Witterungsgeschichte innerhalb der ganzen Reihe, und ist, zweitens, im Stande, ein Urtheil über die Veränderlichkeit der betreffenden Elemente abzugeben, indem man die einzelnen Abweichungen ohne Rücksicht auf ihr Vorzeichen addirt und die Summe durch die Anzahl (μ) der Zeitabschnitte dividirt. Der Quotient ist die mittlere Abweichung oder Anomalie, deren Betrag

$$1) \quad \Delta_{\mu} = \frac{\Sigma \Delta}{\mu}$$

sich natürlich einem bestimmten Grenzwerte um so mehr nähern wird, je grösser die Anzahl der hinzugezogenen Zeitabschnitte ist.

Bis zu den ersten Jahrzehnten des laufenden Jahrhunderts begnügte man sich mit der Darstellung der Witterungsgeschichte einzelner Orte. In bahnbrechender Weise unternahm es dann Dove im Jahre 1829, die Abweichungen (der Temperatur) vieler Orte mit einander zu vergleichen und gelangte dabei unmittelbar zu der wichtigen Erkenntniss, dass die Abweichungen bis zu einem

gewissen Grade universeller Art sind, aber in der Weise geordnet, dass an einer bestimmten Stelle die Abweichung am grössten ist, dass sie von dieser Stelle aus seitlich abnimmt, bis man zu einer Grenze gelangt, in welcher sie verschwindet und in die entgegengesetzte Abweichung übergeht. Um die Bedeutung dieser Erkenntniss genügend zu würdigen, muss man sich erinnern, dass die ersten synoptischen Wetterkarten erst 34 Jahre später veröffentlicht wurden. Jetzt freilich hat man alltäglich Gelegenheit, die Dove'sche Entdeckung bestätigt zu finden.

Die *mittlere Abweichung* gewann ebenfalls erst durch die Vergleichung vieler Orte eine greifbare Bedeutung, welche sich bei genauerer Betrachtung der folgenden, von Dove*) im Jahre 1867 veröffentlichten Schluss-Tabelle ohne Weiteres ergeben wird.

Mittlere Anomalie der Monats-Temperaturen
(in Celsius-Graden)

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
Sibirien u. Ural	3,01	2,62	2,24	1,97	1,69	1,25	1,17*	1,25	1,26	1,75	2,19	3,12	1,97
Nordost-Eur.	3,18	2,84	2,12	1,64	1,74	1,29	1,49	1,40	1,01*	1,47	1,91	2,92	1,84
Balt. Länder	2,12	2,10	1,74	1,24	1,21	1,01	1,32	1,31	0,87*	1,24	1,48	2,00	1,47
Inneres Russl.	3,12	2,62	2,18	1,76	1,41*	1,51	1,61	1,64	1,50	1,46	1,89	3,50	2,00
Norddeutshl.	2,70	2,54	1,97	1,60	1,45	1,14	1,30	1,35	1,09*	1,26	1,65	2,64	1,72
Süddeutshl.	2,51	2,06	1,71	1,69	1,51	1,21	1,27	1,31	1,16*	1,29	1,61	2,27	1,65
Westeuropa	2,26	1,82	1,56	1,31	1,35	1,17	1,14	1,15	1,07*	1,12	1,40	1,90	1,44
Schweiz	2,01	1,81	1,65	1,39	1,30	1,20	1,12	1,21	1,12	1,11*	1,52	2,02	1,46
Italien	1,26	1,24	1,12	1,22	1,36	1,10	1,01	0,90*	1,01	1,11	1,24	1,44	1,19
England	1,46	1,34	1,07	1,01	1,05	0,99	0,95	0,92	0,89*	1,10	1,12	1,44	1,24
Oestl. Amerika	1,76	1,89	1,50	1,10	1,10	0,95	0,90*	0,92	0,98	1,07	1,36	1,76	1,27
Inneres „	2,32	2,62	2,07	1,82	1,41	1,17	1,16	1,12*	1,30	1,51	1,78	2,14	1,70
West-Amerika	2,19	1,95	1,44	0,71	0,79	0,72	0,86	0,79	0,64*	0,81	1,90	1,91	1,22
Polar-Länder	1,92	1,59	2,22	1,46	1,35	1,15*	1,70	1,47	1,19*	1,57	1,55	1,95	1,59

Nach der Grösse der Temperatur-Anomalie im Jahresmittel geordnet, ergibt sich die folgende Reihe der Stationengruppen:

1. Italien; 2. Westliches Nordamerika; 3. England; 4. Oestliches Nordamerika; 5. Westeuropa; 6. Schweiz; 7. Baltische Länder; 8. Polar-Länder; 9. Süd-Deutschland; 10. Inneres Nordamerika; 11. Nord-Deutschland; 12. Nordost-Europa; 13. Sibirien und Ural; 14. Inneres Russland.

Allgemein ist in diesen Gebieten die mittlere Abweichung in

*) „Ueber die mittlere und absolute Veränderlichkeit der Temperatur der Atmosphäre.“ Aus den Abhandl. der Königl. Akad. der Wiss. zu Berlin. Bezüglich der Terminologie vergleiche man das Ende des folgenden Paragraphen.

den eigentlichen Wintermonaten: Dezember, Januar, Februar, am grössten, im Spätsommer: September und August, am kleinsten.

Ganz abgesehen davon, dass die mittlere Abweichung einen Faktor von grosser klimatischer Bedeutung repräsentirt, ist ihre Berechnung auch deshalb von Interesse, weil dieselbe zu dem wahrscheinlichen Fehler W_μ des Normalwerthes aus der μ -jährigen Beobachtungsreihe in einer einfachen Beziehung steht und deshalb ein Mittel an die Hand giebt, die Sicherheit des Normalwerthes zu beurtheilen, und zugleich zu berechnen, wieviel Jahre erforderlich sind, um eine willkürlich festgesetzte Genauigkeitsgrenze zu erreichen. — Streng genommen, wäre jener „wahrscheinliche Fehler des arithmetischen Mittels“ nach der Formel

$$2) \quad W_\mu = 0,674489 \sqrt{\frac{\Sigma \Delta^2}{\mu(\mu-1)}}$$

zu berechnen. Bei grossem μ ist aber die Quadrirung aller Abweichungen eine sehr zeitraubende Arbeit; Hellmann hat sich deshalb in einer, in der „Preussischen Statistik“ veröffentlichten und auszugsweise in der Oesterr. Zeitschr. XII, 1877, wiedergegebenen Abhandlung der folgenden, von Fechner im Jubelbande der Poggendorff'schen Annalen aufgestellten Formel bedient:

$$3) \quad W_\mu = \frac{1,195502}{\sqrt{2\mu-1}} \cdot \frac{\Sigma \Delta}{\mu},$$

worin der letzte Faktor die mittlere Abweichung repräsentirt und durch Δ_μ ersetzt werden kann. (Streng genommen, gilt diese Beziehung 3) nur für $\mu = \infty$; indessen ist ihre Genauigkeit nach Hellmann schon für $\mu = 25$ als genügend zu betrachten.) Nach dieser Formel hat Hellmann das W_μ der folgenden Tabelle berechnet; ausserdem (in der letzten Zeile) denjenigen Werth von μ , welcher erforderlich ist, um den wahrscheinlichen Fehler des langjährigen Mittels auf den Betrag von $0,125^\circ$ ($= 0,1^\circ$ R.) einzuschränken.

Δ_μ :	0,75°	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00	2,25	2,50	2,75	3,00°
W_μ (für $\mu = 25$):	0,127°	0,171	0,214	0,256	0,300	0,341	0,385	0,428	0,470	0,512°
Grösse von μ für $W_\mu = 0,125$ }	26	47	73	105	143	186	237	292	353	422 }
										(Jahre) }

Mit lehrreichen Ergebnissen wurden diese Formeln in neuerer Zeit namentlich von Hann auf verschiedene Beobachtungsreihen zur Anwendung gebracht.

88. Die Veränderlichkeit, gemessen durch die Grösse der Aenderung von Tag zu Tag. — Terminologie. Am Anfange einer Abhandlung (Oesterr. Zeitschrift, Bd. XI, pag. 337) äussert sich Prof. Hann in folgender Weise:

„Man spricht allgemein von der grösseren oder geringeren Veränderlichkeit der Temperatur eines Ortes gegenüber einem anderen, aber vergebens suchte man bisher für dieses unleugbar wichtige klimatische Element numerische Daten, welche doch eine exakte Vergleichung erst möglich machen würden. Ich habe besonders bei Vorlesungen über Klimatologie diesen Mangel stets lebhaft gefühlt und mich darum entschlossen, eine Reihe mühsamer und langwieriger Rechnungen durchzuführen, deren Haupt-Resultate einem grösseren Publikum im Nachfolgenden vorgelegt werden.“

Zum Maasse der Veränderlichkeit wählt nun Hann die mittlere Grösse der Veränderung von einem Tage zum andern, natürlich ohne Rücksicht auf das Vorzeichen; indem man das hierbei benutzte Tagesmittel für eine und dieselbe Station stets in gleicher Weise auf dieselben Beobachtungstermine gründet, eliminirt man so gut wie vollständig die regelmässige tägliche Periode der Temperatur, „während die jährliche Periode nur einen so untergeordneten Einfluss hat, dass derselbe eine unmittelbare Vergleichbarkeit kaum behindert. Als Temperatur eines Tages können wir in unserem Falle ziemlich unbedenklich das Mittel aus je drei Beobachtungen täglich betrachten, und es wird der Vergleichbarkeit der Differenzen wenig Eintrag thun, wenn diese drei (oder mehr) Beobachtungstermine nicht an allen Orten auf dieselben Stunden fallen.“*)

Zur Diskussion der Resultate übergehend, ordnet Hann sämtliche 90 Stationen nach der Grösse des Jahresmittels in die folgende Reihe: Georgetown 0,6; Neapel 1,0; Lissabon 1,1; Kairo 1,2; Moncalieri, Mailand, Sitka, Kapstadt 1,3; Athen, Smyrna 1,4;

*) Da in den Publikationen nach internationalem Schema (welchem sich hoffentlich binnen Kurzem sämtliche Beobachtungssysteme werden angeschlossen haben) die Tagesmittel nicht enthalten sind, wohl aber sämtliche Beobachtungen desselben Termins unter einander stehen, so erscheint es bequemer, die mittlere Veränderungsgrösse für jeden Termin einzeln zu berechnen; die eventuell hierbei hervortretende tägliche Periode der Veränderlichkeit wäre offenbar an sich von nicht geringem Interesse. Es ergibt sich schon aus der alltäglichen Erfahrung, dass die Veränderlichkeit im Sommer am Nachmittage wesentlich grösser sein muss, als am Morgen und Abend.

Paris, Karabagh 1,5; Madrid 1,6; Oxford, Buenos Aires, Sydney 1,7; Zürich, Leipzig, Stuttgart, Hakodadi 1,8; Bukarest, Wien, Helsingfors, Makerstown, Peking, Mendoza, Melbourne 1,9; Warschau, Upsala, Uetliberg 2,0; München, Hammerfest 2,1; Petersburg, Nicolajewsk am Amur, nordamerikanischer arktischer Archipel, Maritzburg (Süd-Afrika) 2,2; Ajan 2,3; Rigi, Sir Daria, Jakobs-hafen (Grönland) 2,4; Kaluga, Lugan, Nertschinsk, Washington (Arkansas) 2,5; Oust Sisolsk, Irkutsk, Point Barrow, Toronto 2,6; Jakutsk, Marietta 2,7; Archangel, Providence 2,8; Orenburg, Brunswick (Maine) 2,9; Nijne Taguilsk, Tobolsk, Semipalatinsk, St. Louis (Missouri) 3,1; Beloit (Illinois) 3,3; Bogoslawsk 3,4; St. Paul (Minnesota) 3,4; Barnaul, St. Martins (Canada) 3,5; Winnipeg 3,8; Moose Factory (Hudsonsbai) 4,0.

„Aus dieser Zusammenstellung ergibt sich zunächst Folgendes: Die Variabilität der Temperatur von einem Tage zum andern erreicht ihr Maximum im Innern von Nord-Amerika. Die genauere Lage dieser Maximumregion lässt sich nicht angeben, sie scheint den nördlichsten Theil der inneren Staaten der Union und den südlichen und mittleren Theil der Hudsonsbai-Länder zu umfassen. Von dieser Region aus nimmt die Veränderlichkeit nach allen Richtungen hin ab, auch nach Norden, denn sie beträgt in Point Barrow in 71,4° N. Br. nur mehr 2,6, wie in Toronto und Washington (Ark.), und im Arktischen Archipel unter 75,2° N. sogar nur 2,2, ein Werth, der kaum erheblich grösser sein dürfte, als der für den Süden der Union sich ergebende. Die Veränderlichkeit an der Westküste ist bedeutend geringer, als an der Ostküste; eine ganz auffallend geringe Variabilität hat Sitka.“

„Eine zweite Maximalregion findet sich in West-Sibirien, und zwar unter höheren Breiten, als die amerikanische, und von etwas geringerem Betrage, was allein schon zu dem Schlusse berechtigt, dass nicht die Grösse der Ausdehnung des Festlandes die erste Ursache der Steigerung der Variabilität sein kann, die wir im Innern der Neuen und Alten Welt eben konstatirt haben. — Von West-Sibirien aus nimmt ebenfalls die Veränderlichkeit nach allen Richtungen hin ab (auch nach Osten), aber durchaus nicht im einfachen Verhältnisse zur Entfernung von dieser centralen Region.“

Auch Dove hatte bei Berechnung der mittleren Abweichung den Zweck im Auge, ein Urtheil über die Veränderlichkeit der Temperatur zu gewinnen und hat sogar die mittlere Abweichung einfach als „Veränderlichkeit“ bezeichnet. Im XVI. Bande der Oesterreich. Zeitschr. (pag. 250) diskutirt Hann die Frage nach der

Beziehung der *mittleren Abweichung der Monatstemperaturen* zu seiner „Veränderlichkeit der Temperatur“, welche genauer als *mittlere Grösse der interdiurnen Temperatur-Aenderung* zu bezeichnen wäre. Indem er die betreffenden Zahlenwerthe mit einander vergleicht, kommt er z. B. für die östlichen und inneren Staaten der Nordamerikanischen Union zu dem Resultate, dass — während die mittleren Abweichungen der Monatstemperaturen denen von England und Westeuropa (Holland und Frankreich) gleichkommen — die Veränderlichkeit der Tagestemperaturen gleich jener in Nordost-Europa und West-Sibirien ist (man vergl die Zusammenstellungen pag. 370 und 373). Die Ursache des ungewöhnlich grossen Betrages der interdiurnen Aenderung im inneren und östlichen Nordamerika ist nach Hann in der Veränderlichkeit der Bahnen, nach Köppen wohl mit mehr Recht in der grossen Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Individualisirung der Cyklonen, nach beiden Autoren überdies in der starken Zusammendrängung der Isothermen daselbst zu suchen. Einer Cyklone folgt dort in der Regel eine gleichfalls rasch nach E oder SE fortschreitende, deutlich entwickelte Anticyklone auf dem Fusse, während in Europa die Anticyklonen viel stationärer, und die Cyklonen weniger scharf von einander getrennt zu sein pflegen; wochenlang folgen hier oft die Cyklonen einer und derselben Zugstrasse, so dass die Witterung ebensolange den gleichen Charakter bewahrt — bis schliesslich von den Cyklonen eine der anderen Zugstrassen betreten wird, und etwa ein ebenfalls sehr persistentes Maximum an die Stelle der ersten Zugstrasse sich lagert.

Nach dieser Erklärung würde die Länge des zu Grunde gelegten Zeitabschnittes von bedeutendem Einflusse sein, und in Nordamerika die mittlere Abweichung ebenfalls eine besondere Grösse erreichen müssen, wenn man dieselbe nicht für den Monat, sondern für den einzelnen Tag in Rechnung brächte. — Es drängt sich hier überhaupt die Frage auf, ob nicht etwa beide Begriffe für die Veränderlichkeit der Temperatur in enger Beziehung stehen, sobald man sie auf dieselbe Zeiteinheit bezieht? Bei einiger Ueberlegung wird man erkennen, dass in dem wohl niemals vollkommen realisirten Falle, in welchem die Aenderung von einem Zeitabschnitt zum anderen stets den Normalwerth erreicht oder überschreitet, die von Hann eingeführte Veränderlichkeit genau doppelt so gross ausfallen muss, wie die mittlere Abweichung. Wo die Chancen für ein fortwährendes Hin- und Herpendeln der Einzelwerthe um den Normalwerth sehr gross sind (wie z. B. bei den Jahresmitteln der Temperatur) wird in der That das Verhältniss 1 : 2 nahezu

erreicht; so erhielt Wild*) nach 30jährigen Beobachtungen zu St. Petersburg folgende Zahlen:

mittlere Abweichung des Jahresmittels	0,87°
mittlere Grösse der Veränderung von Jahr zu Jahr	1,39°.

Anders verhält es sich, wenn man diese Begriffe beide auf die Tagesmittel bezieht; die Temperaturen der aufeinanderfolgenden Tage sind infolge der hier viel grösseren Erhaltungstendenz (vergl. § 89) gewissermaassen nicht unabhängig von einander und halten sich oft lange auf einer und derselben Seite der Normalen, während die entsprechenden Tage verschiedener Jahre, aus denen die mittlere Abweichung gebildet wird, Nichts mit einander zu thun haben; die interdiurne Aenderung fällt deshalb in der Regel sogar kleiner aus, als die mittlere Anomalie der Tagestemperatur; zum Beispiel:

St. Petersburg, 118 Jahre**)

	Januar	April	Juli	Oktober
Mittlere Abweichung } der Tagestemperatur }	5,99	3,04	2,66	2,93
Interdiurne Aenderung:	3,50	1,87	1,49	1,70

Ein charakteristischer Unterschied der „Veränderlichkeiten“ von Dove und Hann besteht darin, dass die erstere, als mittlere Abweichung, vollkommen unabhängig ist von der Aufeinanderfolge der einzelnen Werthe; denkt man sich die Einzelwerthe beispielsweise nach ihrer Grösse geordnet, so würde erstere unverändert bleiben, letztere aber fast unendlich klein werden. Es unterliegt aber keinem Zweifel, dass in diesem Falle auch der gewöhnliche Sprachgebrauch die Veränderlichkeit der Temperatur als gewissermaassen nicht vorhanden bezeichnen würde. Der Ausdruck „Veränderlichkeit“ eignet sich deshalb für die von Hann untersuchte interdiurne Aenderungsgrösse entschieden weit besser, als für die von Dove behandelte mittlere Abweichung.

Schliesslich ist aber noch zu erwähnen, dass der Ausdruck „Veränderlichkeit“ noch in einem dritten Sinne gebraucht worden ist, nämlich (von Köppen) als naturgemässe Uebersetzung des von Schiaparelli für die Wahrscheinlichkeit eines Zeichenwechsels eingeführten Ausdruckes: *variabilitá* (man vergl. pag. 379). Um so wichtiger erscheint es, denselben für einen einzelnen der drei Begriffe wo möglich ganz zu vermeiden.

*) „Die Temperaturverhältnisse des Russischen Reiches,“ erster Theil, pag. 253.

***) Vergl. E. Wahlén im Repertor. für Meteorologie, Tome VII, No. 7, und Wild, Temperatur-Verhältnisse des Russischen Reiches, pag. 254.

89. Die Aufeinanderfolge der unperiodischen Witterungserscheinungen, nach den Grundsätzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung untersucht. *) Ist in einer Reihe von S aufeinanderfolgenden Elementen von zweierlei Art (a und b) die Anordnung rein dem Zufalle überlassen, so wird es darin Gruppen geben von 1, 2, 3, 4 . . . aufeinanderfolgenden Elementen a , und von vornherein ist zu erwarten, dass die Anzahl dieser Gruppen um so kleiner wird, je mehr Elemente sie enthalten.

Die Unbeständigkeit des Wetters ist sprichwörtlich geworden; auf Regen folgt Sonnenschein, auf kalte Tage folgen warme, und so fort. In irgend einem (längeren) Zeitabschnitt erscheinen z. B. die trockenen (a) und regnerischen Tage (b) in regelloser Succession durcheinandergemischt.

Ist aber die Aneinander-Reihung der beiden Elemente a und b in der That dem blossen Zufalle unterworfen?

Um diese, sowohl für die theoretische als auch für die ausübende Meteorologie sehr wichtige Frage sicher zu beantworten, ist offenbar vor allen Dingen erforderlich, zu berechnen, wie viele von den einzelnen Gruppen verschiedener Länge der reine Zufall erzeugen würde.

Wir beginnen für das Element a mit der Gruppenzahl 1, fragen also, wie oft die Kombination oder Periode

$$b a b$$

in der Reihe von S Elementen enthalten ist. Die Anzahl überhaupt von verschiedenen Perioden aus je 3 aufeinanderfolgenden Elementen ist offenbar $S - 2$.

Ist nun

$$\begin{array}{l} S\alpha \quad \text{die Anzahl von Elementen } a \\ \text{und somit } S(1 - \alpha) \quad \text{„ „ „ „ „ } b, \end{array}$$

so bedeutet α die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines Elementes a an irgend einer bestimmten Stelle, z. B. in der Mitte einer Periode; die Wahrscheinlichkeit, dass irgendwo, z. B. zu Anfang der Periode ein b steht, ist $1 - \alpha$; diejenige, dass es am Ende der Periode stehe, ebenfalls $1 - \alpha$; die Wahrscheinlichkeit aber, dass diese 3 Ereignisse gleichzeitig eintreten, ist das Produkt der 3 einzelnen Wahrscheinlichkeiten, also $\alpha(1 - \alpha)(1 - \alpha) = \alpha(1 - \alpha)^2$.

*) Unter diesem Titel ist die eingehendste der einschlägigen Abhandlungen, nämlich diejenige von Dr. W. Köppen im II. Bande des Petersburger Repertoriums für Meteorologie im Jahre 1872 veröffentlicht worden; wir versuchen zunächst den Hauptinhalt dieser Arbeit hier wiederzugeben und die theoretische Grundlage möglichst einfach zu erläutern.

zahlen der Gruppen von 1, 2, 3 Regentagen findet man in der 2. Kolonne der folgenden Tabelle angegeben; die Summe der Gruppen stimmt mit der nach 4) berechneten überein; dass auch die Zahl der Tage, welche diese Gruppen repräsentiren, ungefähr gleich der oben angegeben ist, erkennt man leicht durch Addition der Produkte: $1.787,9 + 2.409,0 + 3.212,3 + \dots$

Länge der Gruppen	Brüssel: $a = \text{Regen-T.}, b = \text{tr.Tg.}$				Dorpat		Mitau Jenis-sala	
	a		b	$\Sigma(a, b)$	Klar	Regen	Regen	
	nach Zufall	beobachtet	(beobachtet)	(beobachtet)				
1	787 _{,9}	342	387	729	222	416	699	667
2	409 _{,0}	202	202	404	104	194	375	289
3	212 _{,3}	141	119	260	40	118	172	120
4	110 _{,2}	77	78	155	29	67	126	65
5	57 _{,2}	52	67	119	15	43	73	29
6	29 _{,7}	40	41	81	11	22	47	8
7	15 _{,4}	34	29	63	6	17	27	2
8	8 _{,0}	36	20	56	8	10	15	2
9	4 _{,2}	16	11	27	4	9	13	1
10	2 _{,2}	14	5	19	2	4	6	0
11	1 _{,1}	15	6	21	1	0	3	0
12	0 _{,6}	5	11	14	0	3	3	0
13	0 _{,3}	4	2	6	0	0	2	0
14	0 _{,2}	4	3	7	1	1	1	0
15	0 _{,1}	7	3	10	0	0	1	0
16	0 _{,1}	1	4	5	0	0	2	0
17	0 _{,0}	1	3	4	0	2	0	0
18	0 _{,0}	0	2	2	0	0	0	0
19	0 _{,0}	2	2	4	0	0	1	0
Zahl d. Gruppen:	1638 _{,5}	995	1000	1995	443	906	1567	1183
Zahl der Tage:	3408 _{,3}	3407	3156	6563	994	2177	3800	2097

Die dritte Kolonne enthält nun die durch wirkliche Zählung festgestellten Anzahlen der Gruppen von 1, 2, 3 aufeinanderfolgenden Regentagen; hierbei muss bemerkt werden, dass der Raumersparniss halber folgende Angaben fortgelassen sind;

Gruppen a : eine zu 21 Tagen, 2 zu 25 Tagen, 1 zu 40 Tagen;

Gruppen b : je eine zu 22, 24, 25, 26 und 30 Tagen.

(Ferner unter Mitau eine Gruppe zu 23 Tagen.)

Bei Vergleichung der 2. und 3. Kolonne fällt der Unterschied in der Vertheilung der verschieden langen Gruppen sofort in die Augen: in Wirklichkeit sind längere Gruppen aufeinanderfolgender

gleicher Elemente viel häufiger, kurze viel seltener, als wenn der Zufall allein die Anordnung bestimmt hätte; hierin giebt sich eine Erhaltungstendenz des jeweiligen Witterungscharakters auf das Deutlichste zu erkennen.

Die Untersuchung kann auch noch in anderer Weise geführt werden, so zwar, dass man die Veränderlichkeit V des Wetters, d. h. die Wahrscheinlichkeit eines Wechsels zwischen den kontrastirenden Elementen a und b bestimmt.

In jedem Falle — mag nun die Gruppierung durch den blossen Zufall oder nach bestimmten Ursachen erfolgen — ist die Anzahl der Gruppen a gleich derjenigen der Gruppen b ; dies bestätigt auch die obige Tabelle, indem 995 nahezu = 1000 ist; die kleine Differenz kann nur auf einem Versehen beruhen. Auch das Gesetz in der Anordnung der Gruppennzahlen a und b muss nahezu dasselbe sein, weshalb es sich empfiehlt, zur besseren Ausgleichung zufälliger Störungen beide Zahlenreihen zu addiren, wie es in der 5. Kolonne geschehen ist.

Die beiden Elementen gemeinschaftliche Summe P aller Gruppen ist nun offenbar gleich der Anzahl der Wechsel von a zu b und von b zu a , so dass für die ganze Reihe die Wahrscheinlichkeit eines Wechsels durch

$$6) \quad V = \frac{2P}{S}$$

auszudrücken ist. *) Im vorliegenden Beispiele ergibt sich:

$$V = \frac{1995}{6563} = 0,304.$$

Für den reinen Zufall wird nach 4) und 6):

$$7) \quad V = 2\alpha(1 - \alpha).$$

Das Beispiel (Brüssel) ergibt nach den am Fusse der Seite 377 berechneten Werthen von α und $1 - \alpha$: $V = 0,499$. In Wirklichkeit ist also die Wahrscheinlichkeit eines Wetterwechsels viel geringer, als wenn der Zufall allein maass-

*) Wird nur ein Element in Betracht gezogen, so hat man

$$6') \quad \begin{cases} V_{a,b} = \frac{P}{\alpha S} & \text{für die Wahrscheinlichkeit eines Wechsels von } a \text{ zu } b \\ V_{b,a} = \frac{P}{(1-\alpha)S} & \text{„ „ „ „ „ „ „ „ } b \text{ zu } a. \end{cases}$$

Für den blossen Zufall reduciren sich diese Ausdrücke auf:

$$V_{a,b} = 1 - \alpha; \quad V_{b,a} = \alpha.$$

gebend wäre; es tritt also auch auf diese Weise die Erhaltungstendenz sogleich zu Tage.

Anstatt der „Veränderlichkeit“ kann man zum vorliegenden Zwecke auch die mittlere Gruppen- oder Perioden-Länge L_m angeben; da $2P$ Gruppen zusammen eine Länge von S Tagen haben, so hat man einfach:

$$8) \quad L_m = \frac{S}{2P} = \frac{1}{V};$$

die „mittlere Perioden-Länge“ ist also das Reciproke der „Veränderlichkeit“. In der folgenden Tabelle kommen diese Begriffe zur Verwendung (das Material zur Berechnung dieser Zahlen ist — abgesehen von Brüssel: Temperatur — vollständig in der Tabelle pag. 378 enthalten; in den meisten Fällen waren hier die Formeln 6'), in der Fussnote pag. 379, zu benutzen):

	Brüssel Temp.	Brüssel, Regen			Dorpat		Mitau	Jenis- sala
		a	b	$\Sigma a, b$	klar	Regen	Regen	
V	Zuf.: 0,498	0,481	0,519	0,499	0,801	0,573	0,560	0,776
	beob.: 0,194	0,294	0,314	0,304	0,444	0,416	0,412	0,564
L_m	Zuf.: 2,01	2,08	1,92	2,00	1,24	1,75	1,79	1,29
	beob.: 5,16	3,42	3,16	3,29	2,25	2,40	2,43	1,77

Sämmtliche Parallel-Zahlen bestätigen die Thatsache der Erhaltungstendenz, indem beispielsweise die mittlere Periodenlänge mehr als das Anderthalbfache derjenigen beträgt, welche der Zufall erzeugen würde.

Des Weiteren ist es nun wichtig zu untersuchen, in welcher Weise die Veränderlichkeit des Wetters mit der Länge der seit dem letzten Wechsel verstrichenen Zeit variiert. Hierzu dient wieder die Zählung der Perioden verschiedener Länge; ist nämlich p_r die Anzahl der Perioden von r aufeinanderfolgenden Tagen gleichen Charakters, $p_{r'}$ diejenige der längeren Perioden, so ist unter den $p_r + p_{r'}$ Fällen, in welchen der gleiche Charakter bereits r Tage angedauert hatte, p_r mal ein Wechsel der Witterung eingetreten; die Wahrscheinlichkeit eines Wechsels nach r Tagen gleichen Charakters ist somit auszudrücken durch

$$\frac{p_r}{p_r + p_{r'}}.$$

Aus dieser Formel ergaben sich die Zahlen der folgenden

Tabelle, deren Grundlage zum Theil in der Zusammenstellung pag. 378 enthalten ist.

Wahrscheinlichkeit eines Wechsels:

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10—14	15—19	20—24	25—29
Brüssel, Temp.:	0,251	242	216	206	165	169	148	142	161	139	128	136	112
„ Regen:	366	319	302	258	266	244	255	304	211	194	230	074	166
Dorpat, Klar:	501	471	342	377	312	333	273	500	500	400			
„ Regen:	459	396	412	376	388	323	370	345	474	247			

Hiernach wird die Wahrscheinlichkeit eines Wechsels mit der Länge der Periode im Allgemeinen immer geringer. Man sieht also, dass die mit jedem Tage steigende Hoffnung, mit welcher oft das Ende einer regnerischen Zeit erwartet wird, „weil es doch einmal aufhören müsse,“ der thatsächlichen Berechtigung entbehrt; im Gegentheil hat man um so eher auf Fortdauer des jeweiligen Charakters zu rechnen, je länger derselbe bereits fortgedauert hat. Man darf sich indessen damit trösten, dass z. B. zu Brüssel die Wahrscheinlichkeit einer Besserung nach 10tägigem Regenwetter immer noch $\frac{1}{5}$ beträgt und von da ab überhaupt nur noch sehr langsam abnimmt; nach 10—20 Tagen regnerischem Wetters ist also in 2 unter 10 Fällen immer noch eine Besserung zu erwarten. — Ueberdies ist die Wahrscheinlichkeit des Eintrittes einer sehr langen Periode gleichen Wetters doch sehr gering.

Auch für längere Zeiträume haben Kämtz, Quetelet und Köppen analoge Untersuchungen vorgenommen, indem Köppen z. B. die von Dove gegebenen Abweichungen der fünftägigen Temperatur-Mittel von den Normalwerthen für Breslau (73 Jahre), Paris (73 Jahre), Jakutsk und Barnaul (29 Jahre) benutzte; es ergab sich als

Wahrscheinlichkeit eines Wechsels:

nach Pentaden:	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Paris:	0,385	362	358	329	350	294	243	340	257	310
Breslau:	332	306	301	297	293	268	283	272	287	193

Die Wahrscheinlichkeit eines Wechsels ist hier grösser, als für die kleinere Einheit eines Tages (man vergl. die Zahlen z. B. mit der obigen Reihe für Brüssel, Temp.); es zeigt sich aber auch hier die mit dem Alter der Periode zunehmende Neigung zur Fortdauer, und dasselbe Resultat ergibt sich, wenn zur Zeiteinheit ein Monat genommen wird (es wurden benutzt: für Berlin 137, Breslau 67, Hohenpeissenberg 54 Jahre).

Die in Eisenlohr's „Untersuchungen über den Einfluss des Windes auf den Barometerstand etc.“, Heidelberg 1837, mitgetheilten, sehr ausführlichen Zusammenstellungen über die Aufeinanderfolge der Winde verschiedener Richtung wurden benutzt, um für jede der 8 Hauptrichtungen deren „Beständigkeit“ zu ermitteln; letztere ergab sich allgemein bedeutend grösser, als die aus dem blossen Zufall berechnete „Beständigkeit“ (= der mittleren Wahrscheinlichkeit des Eintrittes einer Windrichtung, oder der relativen Häufigkeit derselben). Der Ueberschuss der beobachteten über die berechnete Beständigkeit ist bei ENE- und WSW-Wind am grössten, so dass die Zwischenwinde mehr den Charakter des Zufälligen und Unregelmässigen zeigen.

Indem wir bezüglich der Untersuchungen über die jährliche Periode der „Veränderlichkeit“ (pag. 379) auf das Original verweisen, reproduciren wir noch das folgende Resumé umfassender Tabellen, in welchen angegeben ist:

die Wahrscheinlichkeit dafür, dass der nächste Monat in anderem Sinne vom vieljährigen (Temperatur-) Mittel abweicht, als der laufende:

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jan.
12 Küstenorte:	0,447	390	326*	438	413	378	360*	366	333	460	443	441*	
16 Kontinentalorte:	481	377*	397	471	444	357	340*	407	445	466	408*	419	

(Die erste Reihe umfasst in summa 617, die zweite 718 Jahre.)

Aus diesen (und aus einigen anderen) Zahlenreihen geht klar hervor, dass es im Jahre zwei Zeitpunkte giebt: im frühen Frühling und im Hochsommer, wo man fast 2 gegen 1 wetten kann, dass — wenn der laufende Monat zu kalt oder zu warm ist — auch der nächste zu kalt oder zu warm sein werde; und zwei andere Zeitpunkte, an denen die Wahrscheinlichkeit einer Aenderung des Witterungscharakters für den folgenden Monat am grössten ist, fast ebenso gross, wie diejenige der Erhaltung dieses Charakters: letztere Zeitpunkte sind die Uebergänge zwischen den Monaten April zum Mai, und vom Oktober zum November.

Der schon häufiger behandelten Frage nach der gegenseitigen Beeinflussung der meteorologischen Jahreszeiten sich zuwendend, gelangt Köppen auf Grund 30—72 jähriger Beobachtungsreihen von 10 Orten Centraleuropas (Leipzig, Prag, Breslau, Peissenberg, Krakau, Stuttgart, Oehringen, Winnenden, Isny und Brüssel) zu folgenden Zahlenwerthen für die

Wahrscheinlichkeit eines Wechsels der Temperatur-
Anomalie:

vom Winter zum Frühling	0,489	vom Winter zum Sommer	0,444
„ Frühling „ Sommer	453	„ Frühling „ Herbst	400
„ Sommer „ Herbst	384	„ Sommer „ Winter	496
„ Herbst „ Winter	445	„ Herbst „ Frühling	516

Der Herbst, dessen Temperatur-Störungen (in Centraleuropa) anerkanntermaassen die geringste Grösse haben, lässt hiernach zugleich sicherer, als die anderen Jahreszeiten den vorwaltenden Charakter dieser Störungen voraussehen, indem sowohl im Sommer, als auch im Frühling 6 gegen 4 gewettet werden kann, dass der bevorstehende Herbst denselben Charakter haben werde, wie die laufende Jahreszeit. Uebereinstimmend mit den Ergebnissen von Eisenlohr*) zeigt sich aber zwischen Winter und nachfolgendem Sommer noch eine beträchtliche Tendenz zur Gleichheit des Zeichens der Temperatur-Anomalie**), während der Schluss vom Sommer auf den nachfolgenden Winter ganz unsicher erscheint.

Zu denselben Resultaten gelangte Hann***) 1879 durch die Untersuchung der 100jährigen Reihe von Wien, wobei er für die Ausgangs-Jahreszeit nur die stärkeren Abweichungen benutzte: Nach einem sehr kalten oder sehr warmen Winter hatte der folgende Sommer in 70% der Fälle eine gleichsinnige Temperatur-Anomalie, während die auf extreme Sommer folgenden Winter nur in 45% aller Fälle die gleiche Abweichung zeigten.

Die Frage nach dem Einflusse, welchen die Grösse der Abweichung auf das Resultat ausübt, hat neuerdings Dr. G. Hellmann†) auf Grund der Beobachtungen zu Berlin von 1719 bis auf die Gegenwart eingehend geprüft und ist dabei zu eigenthüm-

*) Untersuchungen über die Zuverlässigkeit der gebräuchlichsten Wetter-Regeln; erschienen im Jahre 1847.

**) Auch schon Anton Pilgram erklärt in seinen vortrefflichen „Untersuchungen über das Wahrscheinliche der Wetterkunde“ (Wien 1788) den Satz: „ein warmer Winter, ein kalter Sommer“ für „grundfalsch“, während er dem umgekehrten: „ein kalter Winter, ein heisser Sommer“ einige Berechtigung zuerkennt.

***) „Ueber die mittlere Temperatur und den mittleren Luftdruck zu Wien;“ Oesterr. Z. XIV, pag. 431.

†) „Die milden Winter Berlins seit 1720;“ Zeitschr. des Königl. preuss. statist. Bureaus. Jahrg. 1884. — „Ueber gewisse Gesetzmässigkeiten im Wechsel der Witterung aufeinanderfolgender Jahreszeiten;“ Sitzungsberichte der Königl. preuss. Akad. der Wiss. XIV, 1885.

lichen Ergebnissen gelangt; beispielsweise folgte in je 100 Fällen auf einen

mässig warmen Sommer*)	sehr warmen Sommer
74 mal ein warmer Dezember	38 mal ein warmer Dezember
65 " " " Januar	48 " " " Januar
65 " " " Februar	43 " " " Februar.

Hiernach ist bei dem Schlusse vom Sommer auf den nachfolgenden Winter die Grösse der Abweichung des Sommers von entscheidender Bedeutung, indem ein milder Winter nach einem mässig warmen Sommer sehr wahrscheinlich, nach einem sehr warmen Sommer sehr unwahrscheinlich ist. Dass Eisenlohr und Köppen bei der Zussammenfassung der mässig und sehr warmen Sommer so gut wie gar keinen Zusammenhang zwischen Sommer und nachfolgendem Winter erkennen konnten, erscheint nunmehr vollkommen begreiflich. Hellmann's Resultat stimmt indessen mit dem von Hann a. a. O. für Wien abgeleiteten insofern vollkommen überein, als sich hier die Wahrscheinlichkeit eines milden Winters nach heissem Sommer zu 0,40 ergeben hatte.

Die Ergebnisse seiner beiden Untersuchungen der Berliner Beobachtungsreihe fasst Hellmann in die folgenden drei Sätze zusammen:

1. Nach einem $\left\{ \begin{array}{l} \text{mässig} \\ \text{sehr} \end{array} \right\}$ milden Winter folgt am wahrscheinlichsten ein $\left\{ \begin{array}{l} \text{kühler} \\ \text{warmer} \end{array} \right\}$ Sommer.
2. Nach einem $\left\{ \begin{array}{l} \text{mässig} \\ \text{sehr} \end{array} \right\}$ warmen Sommer folgt am wahrscheinlichsten ein $\left\{ \begin{array}{l} \text{mässig milder} \\ \text{kalter} \end{array} \right\}$ Winter.
3. Nach einem $\left\{ \begin{array}{l} \text{mässig} \\ \text{sehr} \end{array} \right\}$ kalten Winter folgt am wahrscheinlichsten ein $\left\{ \begin{array}{l} \text{kühler} \\ \text{sehr kühler} \end{array} \right\}$ Sommer.

Man hat Grund, auf das Resultat der noch fehlenden Untersuchung der kühlen Sommer gespannt zu sein. Ueberhaupt erscheint eine weitere Ausdehnung solcher Studien höchst interessant

) Als warm überhaupt wurden diejenigen Sommer bezeichnet, in welchen die Mitteltemperaturen entweder aller vier Monate: Juni, Juli, August und September, oder wenigstens diejenigen von dreien derselben über den normalen lagen; ob mässig oder sehr warm, wurde alsdann nach der Grösse der Abweichungs-Summe (beziehungsweise 0 bis + 3,5°, und 3,6° bis 7,0°) entschieden.

und lohnend, theils wegen ihrer unmittelbar praktischen Bedeutung, theils deswegen, um für eine eventuelle Erforschung der hier zu Grunde liegenden physikalischen Vorgänge eine sichere Grundlage zu gewinnen.

90. Ueber die räumliche Vertheilung gleichzeitiger meteorologischer Vorgänge. Wie bereits pag. 369 erwähnt, ist von Dove nachgewiesen worden, dass gleichsinnige Aenderungen der Temperatur sich in der Regel über grössere Gebiete erstrecken. Wer den Gang der Witterung beispielsweise im grösseren Theile Europas an der Hand der synoptischen Karten Tag für Tag verfolgt, dem wird sich die Richtigkeit dieses Satzes alsbald unwillkürlich aufdrängen; begreiflicher Weise gilt dasselbe auch von den Aenderungen des Luftdrucks.

Mit dem Regenfall verhält es sich indessen anders; zwar haben wir z. B. in § 59 und 68 erkannt, dass auch die Kondensation des Wasserdampfes zu Regen und Schnee zu den grossen Luftdruckphänomenen in engster Beziehung steht; letztere wird indessen augenscheinlich durch lokale Einflüsse häufig in beträchtlicher Weise modificirt, weshalb es sehr lohnend erscheint, hierüber besondere Untersuchungen anzustellen. Der erste, welcher dieser Aufgabe sich zuwandte, war Herr Prof. A. Winkelmann in Hohenheim, indem er — mit besonderer Rücksicht auf die Bedürfnisse der ausübenden Witterungskunde — die Methode angab und dieselbe an zehnjährigen Beobachtungen von 13 Stationen des Landes Württemberg erprobte.*) Bald darauf hat Herr G. Mantel in Zürich eine analoge Untersuchung für das grössere Gebiet der Schweiz durchgeführt**), und in neuester Zeit Herr Fr. Horn auch für Bayern die räumliche (und zeitliche) Vertheilung der Niederschläge in ähnlicher Weise behandelt.***)

Bezeichnet man mit m die Anzahl der über das betreffende Gebiet möglichst gleichförmig vertheilten Stationen, mit $n > \frac{m}{2}$ die Zahl derjenigen, an welchen an einem bestimmten Tage Regen

*) „Wie erhält man aus Regen-Beobachtungen eine Begrenzung von Prognosenbezirken?“ Programm zur 63. Jahresfeier der Akademie in Hohenheim; Auszug in der Oesterr. Zeitschr. XVI, pag. 225.

**) Schweizerische Meteorol. Beob., Jahrg. 1880; Auszug in der Oesterr. Zeitschr. XVII, pag. 377.

***) „Beobachtungen der meteorolog. Stationen in Bayern,“ Jahrg. VI (1884), Heft 4.

Behufs Durchführung der Rechnung sind von Herrn Mantel für die Schweiz 26 Stationen ausgewählt worden (besser wäre eine ungerade Zahl gewesen). Die Niederschlagsverhältnisse wurden für die 6 Jahre 1875—1880 in 72 Monatstabellen in der Weise eingetragen, dass für jede Station an jedem Tage mit Niederschlag von mehr als 0,1 mm an der entsprechenden Stelle ein Zeichen gemacht wurde, derart, dass sich hiernach mit rother Tinte die jeweils von der Mehrheit eines Tages abweichenden Stationen rasch und sicher anzeichnen liessen (nämlich mit einem + Zeichen, wenn die Abweichung durch Regenwetter, mit einem — Zeichen, wenn sie durch trockenes Wetter bedingt war). Schon beim ersten Anblicke dieser Tabellen fielen mehrere charakteristische Arten in der räumlichen Verbreitung der Niederschläge in die Augen, so namentlich der Einfluss der Alpen etc. (In der Abhandlung in den „Schweizer. met. Beob.“ ist deshalb eine dieser Tabellen zum Abdrucke gelangt.) Die Rechnung lieferte nun in erster Linie als Resultat folgende

Tabelle der Abweichungen, ausgedrückt in Procenten
(für die Schweiz):

	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Jahr
+	6,6	9,7	11,5	8,0	9,0	6,7	5,9	7,4	8,5	8,1	9,4	9,1	8,3
—	8,5	10,9	8,4	11,9	10,1	13,2	10,2	9,5	6,8	7,2	10,4	11,1	9,8
Summe	15,1	20,6	19,9	19,9	19,1	19,9	16,1	16,9	15,3	15,3	19,8	20,2	18,1

Die erste Reihe (+) sagt aus, wieviel Procent aller Stationen im Mittel eines Monats, oder des ganzen Jahres, an Tagen mit überwiegend trockenem Wetter durch Regen von der Mehrheit abweichen, während die zweite (—) umgekehrt angiebt, wieviel Procent aller Stationen an Tagen mit überwiegendem Regenwetter sich durch Regenlosigkeit auszeichnen.

Fast in allen Monaten, besonders aber im Sommer, sind die Zahlen der zweiten Reihe grösser, als diejenigen der ersten; das will sagen: Regenwetter verbreitet sich niemals (oder selten) in so gleichförmiger oder allgemeiner Weise über irgend ein bestimmtes Gebiet, wie es mit trockenem Wetter der Fall ist. Zu demselben Resultate war auch Winkelmann für Württemberg gelangt, indem dort das Gesamtmittel aller positiven Abweichungen 6,59, dasjenige der negativen dagegen 8,50 betrug. Für die Meteorologie ist dasselbe an sich von wesentlichem Interesse und hängt offenbar mit der am Fusse der Seite 215 bereits hervorgehobenen grösseren Ausdehnung der Anticyklonen (den Cyclonen gegenüber) eng zusammen.

Lässt man nun die Unterscheidung der Abweichungen verschiedenen Charakters fallen, so ergibt sich durch Subtraktion der „Summen“ von 100 die folgende

Tabelle der in Procenten ausgedrückten Uebereinstimmung im gleichzeitigen Witterungscharakter (Schweiz)

Jan.	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dec.	Jahr
84,9	79,4	80,1	80,1	80,9	80,1	83,9	83,1	84,7	84,7	80,2	79,8	81,9

Durchschnittlich haben somit 82 Procent des ganzen Gebietes der Schweiz (das eigentliche Hochgebirge ausgeschlossen) an irgend einem Tage gleichzeitig trockenes Wetter oder aber grössere oder geringere Niederschläge aufzuweisen; — oder in anderer Auffassung: Irgend eine Station der Schweiz hat unter 100 Tagen durchschnittlich an 82 Tagen ein mit den übrigen Stationen übereinstimmendes Wetter.

Für Württemberg hat sich aus Winkelmann's Untersuchung die grössere Zahl 85 ergeben*); wenn dieses im Wesentlichen darin seinen Grund hat, dass die Schweiz das Königreich Württemberg an Grösse übertrifft — sie ist etwas mehr als doppelt so gross —, so müsste eine Zerlegung der Schweiz in mehrere Bezirke die Uebereinstimmung vergrössern. Unter Umgehung eines von Winkelmann in der citirten Abhandlung an-

*) Einige Jahre später hat Herr Dr. L. Meyer die Bewölkung in Württemberg einer ähnlichen Untersuchung unterworfen (Stuttgart, Cotta'sche Buchhandlung; 81 Seiten). Für jeden einzelnen Beobachtungstermin der 5 Jahre 1878—1882 wurde zunächst aus allen 22 Stationen das „Landesmittel“ der Bewölkungsziffer (10 = ganz bewölkt) gebildet, und sodann die Abweichung jeder einzelnen Station vom Landesmittel berechnet; das arithmetische Mittel aus den absoluten Werthen dieser 22 Abweichungen repräsentirt alsdann ein Maass für die Nicht-Uebereinstimmung, indem dasselbe = 0 wird, wenn die Stationen vollkommen übereinstimmen, und = 5, wenn sie sämmtlich von einander verschieden sind. Nach Vollendung dieser Rechnung lagen rund $3 \times 365 \times 5 = 5475$ derartige mittlere Abweichungen vor, aus welchen in gewöhnlicher Weise wieder Mittelwerthe für die Monate, Jahre etc. gebildet wurden; so ergaben sich z. B. die folgenden Generalmittel der mittleren Abweichung:

7 ^a	2 ^p	9 ^p	Tagesmittel
1,81	1,60	1,95	1,78

Da sich 5, anstatt 1,78, bei gänzlicher Nicht-Uebereinstimmung ergeben würde, so bedeutet das Hauptresultat 35,6% Ungleichheit, oder 64,4% Uebereinstimmung. Dieser Procentsatz vergrössert sich auf 84,4, also auf die von Winkelmann für den Regen gefundene Zahl, wenn man im Himmelszustand eine Schwankung von 2 Grad vernachlässigt.

gegebenen direkten Verfahrens zur Bestimmung der Zusammengehörigkeit der einzelnen Stationen, gruppirt die Schweizerischen Stationen nach dem durch die bisherigen Erfahrungen geleiteten Gefühl in 5 Bezirke, für welche sich nun im Jahresmittel die folgenden Procentsätze der Uebereinstimmung ergaben:

I. NE-Schweiz (Altstätten, St. Gallen, Lohn, Zürich, Muri, Sursee, Auen, Altdorf, Einsiedeln, Engelberg, Beatenberg, Bern, Affoltern)	87,0
II. W-Schweiz (Basel, Neuenburg, Genf)	89,8
III. Genfer See und Rhone-Thal (Genf, Lausanne, Martigny)	90,3
IV. Südschweiz (Lugano, S. Vittore, Castasegna)	93,8
V. Graubündten (Sils, Bevers, Splügen)	90,7

Diese Zahlen bestätigen vollkommen die Erwartung, und es spricht sehr zu Gunsten der von Winkelmann eingeführten Untersuchungsmethode, dass jetzt, nachdem die in Betracht gezogene Fläche nur noch $\frac{2}{5}$ von derjenigen Württembergs betrug, die Uebereinstimmungsziffer über die in Württemberg gewonnene ($85\frac{0}{10}$) hinausging.

Die weiteren von Winkelmann und Mantel gewonnenen Resultate sind von mehr klimatologischem Interesse; indem wir ihretwegen auf die Abhandlungen verweisen, sei noch betont, dass ähnliche auf andere Elemente ausgedehnte Untersuchungen der Vergleichbarkeit wegen eine nicht geringe Bedeutung in Anspruch nehmen dürften. Für Küstengebiete z. B. wäre es höchst wichtig, die räumliche Vertheilung des gleichzeitigen stürmischen Wetters kennen zu lernen, um eine grössere Sicherheit in der Abgrenzung der vor Sturmgefahr zu warnenden Bezirke zu gewinnen.

Anhang.

91. Das Gefäss-Heberbarometer, welches gegenwärtig neben dem Gefässbarometer mit festem Boden und reducirter Skala am meisten zur Anwendung gelangt*), ist ein Heber-Barometer, bei welchem die Kommunikation zwischen beiden Schenkeln durch ein Gefäss von beliebig veränderlichem Volumen vermittelt wird. Durch Verkleinerung des letzteren bringt man beide Quecksilbersäulen zum Steigen, und wenn die Kuppe der kurzen Säule bis zum Nullpunkte der Skala gehoben ist, bezeichnet die Höhe der oberen Kuppe unmittelbar den (der jeweiligen Temperatur entsprechenden) Barometerstand; eine Kapillaritäts-Korrektion ist nicht erforderlich, weil infolge der gleichen Erzeugungsweise beider Kuppen die Fehler einander aufheben.

Ein besonderer Vortheil des Gefäss-Heberbarometers besteht noch darin, dass ein eventueller Luftgehalt nicht nur jederzeit erkannt, sondern auch seinem Einflusse nach eliminirt werden kann; zu diesem Ende hat man nur 2 Ablesungen bei verschiedenen Höhenlagen der gemessenen Quecksilbersäule auszuführen, z. B. eine zwischen den Theilstrichen 0 und 760, die andere zwischen 30 und 790.

Es sei

B der wirkliche Barometerstand (nicht auf 0^0 reducirt);

B_1 der beobachtete Stand bei dem Volumen v_1 des „Vakuums“;

B_2 „ „ „ „ „ „ „ „ v_2 „ „ „ ;

Wenn Luft über dem Quecksilber vorhanden ist, sind B_1 und B_2 kleiner, als B ;

*) Neuere Formen des Gefäss-Heberbarometers sind diejenigen, welche beziehungsweise als das Köppen-Fuess- und Wild-Fuess'sche Kontrol-Barometer bezeichnet werden; ersteres findet man ausführlich beschrieben in der „Instruktion für den Meteorologischen Dienst der deutschen Seewarte“ (Hamburg 1879), letzteres in der II. Abtheilung von Jelinek's Anleitung zur Ausführung meteorol. Beob., neu herausgegeben von Hann (Wien 1884).

die photographische Registrirung zur Verwendung, welche durch vollkommene Continuität sich auszeichnet, während sie im Uebrigen wohl zu den unbequemsten und umständlichsten von allen Registrir-Methoden gehört.

Die Registrirung des Druckes, der Geschwindigkeit und der Richtung des Windes bietet insofern die geringsten Schwierigkeiten, als hier die zu mechanischer Aufzeichnung erforderliche Energie in überreichem Maasse zur Verfügung steht. Auch bei dem Regenfall lässt sich letztere leicht in genügender Weise steigern, zumal grosse Genauigkeit mit Rücksicht auf den mehr lokalen Charakter des Elementes nicht erforderlich ist; Aehnliches gilt von der seltener zur Ausführung kommenden Registrirung der Verdunstung.

Anders verhält es sich indessen mit der Aufzeichnung der Temperatur, des Luftdrucks und der atmosphärischen Feuchtigkeit; trotz geringerer Bewegungs-Energie wird hier eine grosse Genauigkeit verlangt, weshalb die photographische Methode nicht selten zur Anwendung kommt (so besonders in England); aus demselben Grunde bedient man sich ferner, neben dem einfachen Schwimmer (bei Barometern) des elektrischen Stromes in der Weise, dass durch ein Uhrwerk eine Elektrode (Sonde) gleichförmig der Quecksilberoberfläche genähert wird, bis bei der Berührung ein Stromschluss, und damit die Markirung erfolgt (so geschieht es z. B. bei dem Rysselberghe'schen Meteorographen); eine dritte sehr brauchbare Methode soll im folgenden Paragraphen näher besprochen werden.

Wenn ein meteorologischer Registrir-Apparat den gegenwärtig zu stellenden Anforderungen vollkommen entsprechen soll, muss er etwa folgenden Bedingungen genügen:

1. Der Apparat soll selbstständig sein und — einmal eingerichtet — die Ermittlung des betreffenden Elementes ohne Zuhilfenahme anderer Instrumente gestatten.
2. Der Apparat soll kontinuierlich registriren, damit das für das Studium gewisser atmosphärischer Phänomene wichtige Detail deutlich und in seiner charakteristischen Form hervortrete.
3. Die von dem Apparate gezeichnete Kurve soll jederzeit vollkommen getreu den Gang des betreffenden meteorologischen Elementes zur Darstellung bringen, damit sie ohne jede Reduktion in die entsprechenden Zahlenwerthe umgesetzt werden könne.
4. Als höchst wünschenswerth ist ferner zu erachten, dass die Aufzeichnung auch ohne Weiteres auf telegraphischem Wege registrirbar sei.

93. Bemerkungen zur Theorie derjenigen Registrirapparate, welche auf der Gewichts-Bestimmung von Quecksilbersäulen beruhen. Schon vor mehr als 100 Jahren hat man begonnen, sich bei Konstruktion meteorologischer Apparate des Princip der Wage zu bedienen, denn das Wagbarometer des Ritters Samuel Morland existirte nach Joh. Friedr. Luz*) im Jahre 1760 schon in 2 Exemplaren.

Gegenwärtig haben die Barometer, welche einen Bestandtheil des registrirenden Wagbarometers bilden, sämmtlich eine eigenthümliche Form, indem der obere Theil des Rohres viel weiter ist als der untere, in das Quecksilber-Gefäß eintauchende Theil (vergl. Fig. 86). Hiernach könnte man versucht sein zu glauben, dass die sogenannte „Kammer“ des Barometerrohres eine Nothwendigkeit sei, indem die Gewichtsänderungen des Rohres nur mit der veränderlichen Länge desjenigen Hohlcyinders von Quecksilber erfolgen könnten, welcher in der Kammer die Fortsetzung der unteren, engeren Quecksilbersäule umschliesst; oder mit anderen Worten: dass bei einem vollkommen cylindrischen Rohre (Fig. 83) die Quecksilbersäule überhaupt nicht als Last wirksam werde, wenn das Barometerrohr irgendwie, z. B. an einem Wagbalken aufgehängt ist; für letztere Annahme spricht nämlich die Ueberlegung, dass ja die Quecksilbersäule vom Luftdruck getragen werde, so dass sie an der Wage nicht mehr wirken könne.

Die Richtigkeit der letzten Betrachtung kann und muss in ihrem ersten Theile zugegeben werden, nicht aber die daraus gezogene Schlussfolgerung: in der That wird die cylindrische Säule *bc* (Fig. 83) durch Vermittelung des Quecksilbers im Gefässe vom Luftdrucke *L* getragen; dafür aber hat die Glasplatte *dd*, welche den Deckel des Rohres bildet, von unten her gar keinen, von oben her dagegen den ganzen Druck der Atmosphäre auszuhalten, welcher dem Gewichte der Quecksilbersäule *bc* so gut wie vollkommen gleich ist. Bei dem rein cylindrischen Barometer-Rohre kommt somit die ganze Quecksilbermasse, welche sich über dem Niveau *bb* der

Fig. 83.



*) Joh. Friedr. Luz, Oberkaplan zu Gunzenhausen: „Vollständige ... Beschreibung von allen ... Barometern etc., nebst einem Anhang, seine Thermometer betreffend.“

unteren Quecksilber-Oberfläche befindet, als Last an der Wage zur Wirksamkeit.

Dieses Resultat kann aber noch durch eine andere Betrachtung abgeleitet werden und ist dann der Verallgemeinerung fähig. Die horizontale Fläche *bb*, welche im Niveau der unteren Quecksilberoberfläche das Quecksilber des Rohres durchsetzt, theilt mit jedem anderen Querschnitt der Säule die Eigenschaft, dass die auf dieselben wirkenden Pressungen an beiden Seiten gleich gross sind; andernfalls würde sie sich ja nicht in Ruhe befinden. Vor den anderen Querschnitten zeichnet sich aber *bb* dadurch aus, dass dieser Zustand sich nicht ändert, wenn das ganze Barometerrohr aus dem Gefässe herausgezogen wird, nachdem man *bb* in eine zarte, körperliche Fläche hat übergehen lassen, stark genug, um das Eindringen von Luft auf der einen, und Austreten von Quecksilber an der anderen Wand des Glasrohres zu verhindern; denn im Gefässe erfolgt durch diese Manipulation keinerlei Bewegung; nur wirkt jetzt der Luftdruck von unten her direkt auf diese Fläche, während es vorher durch Vermittelung des Quecksilbers geschah. Dass aber alsdann das ganze Gewicht der Quecksilbermasse *bc* an der von dem Barometerrohre auf den Aufhängungspunkt ausgeübten Zugkraft betheiligt ist, liegt auf der Hand. Dieselbe Betrachtung kann aber offenbar für jedes irgendwie geformte Barometerrohr durchgeführt werden; auch ist es hierbei ganz gleichgültig, ob der Raum über dem Quecksilber ein vollkommenes Vakuum ist, oder ob derselbe Luft von beträchtlicher Spannkraft enthält.

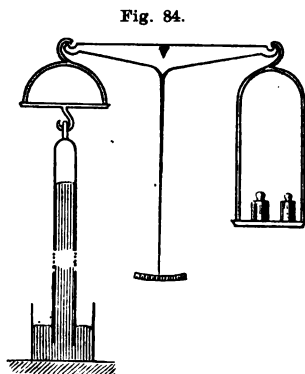
Somit ergibt sich für die Beurtheilung derartiger Registrir-Apparate der folgende wichtige Satz:

Wenn ein irgendwie geformtes und theilweise oder ganz mit Quecksilber gefülltes Barometerrohr in ein Quecksilbergefäss herabhängt, so besteht das auf den Aufhängungspunkt wirkende Gewicht aus folgenden Theilen:

- 1) aus dem Gewicht des „Gehänges“ (d. h. Glasrohr mit allen daran befestigten Stücken), vermindert um den Auftrieb des unteren, in das Quecksilber des Gefässes eintauchenden Rohrstückes;
- 2) aus dem Gewichte der ganzen Quecksilbermasse, welche sich über dem Niveau der Quecksilberoberfläche im Gefässe befindet;
- 3) dem Gewichte der Luft, welche sich eventuell im Rohre über dem Quecksilber befindet; — von gleicher, gegen 1) und 2) kaum in Betracht kommender Grössenordnung ist

der Gewichtsverlust, welchen das Barometerrohr in der umgebenden Luft erleidet.

Bei einem rein cylindrischen Barometerrohre kann die Richtigkeit des theoretisch abgeleiteten Satzes durch direkte Wägung mit Hilfe einer gewöhnlichen Wage leicht demonstriert werden; auch könnte man die zu diesem Versuche konstruirte Vorrichtung (Fig. 84) unmittelbar zur Bestimmung des jeweiligen Barometerstandes benutzen, welche die gebräuchliche Bestimmung durch Messung der Länge an Genauigkeit jedenfalls übertreffen und überdies die Reduktion auf gleiche Temperatur ersparen würde; denn bei einer Erwärmung der cylindrischen Quecksilbersäule vergrößert sich zwar ihre Länge, ihr Gewicht aber bleibt unverändert, insofern wenigstens, als man die thermische Erweiterung des Glasrohres vernachlässigen kann.



Versucht man nun aber ein oben erweitertes Barometerrohr zu demselben Zwecke zu benutzen, so stösst man auf eine eigenthümliche Schwierigkeit: es will nicht mehr gelingen, den Zeiger der Wage auf die Mittellage einzustellen; und hat man es wirklich einmal zu Stande gebracht, so genügt die geringste Verschiebung, um ein Umschlagen der Wage nach der einen oder anderen Seite herbeizuführen: das System befindet sich also im labilen Gleichgewicht.

Der Grund dieser Erscheinung ist indessen leicht anzugeben. Da die Länge der ganzen Quecksilbersäule bei einer vertikalen Bewegung des Rohres unverändert bleiben muss, so wird durch eine derartige Verschiebung ein Theil der engeren Säule durch ein ebenso langes Stück der weiteren ersetzt, oder umgekehrt; bewegt sich also das Rohr um x cm nach unten, so wird es (abgesehen von dem veränderten Auftrieb) schwerer um

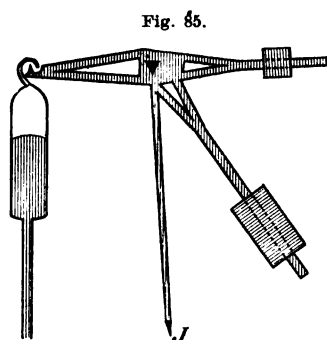
$$x(Q - q)s \text{ grm,}$$

wenn Q und q die inneren Querschnitte des weiten und engen Glasrohr-Theiles, s das Gewicht eines Kubikcentimeters Quecksilber bezeichnen.*)

*) Vollkommen korrekt ist der obige einfache Ausdruck nur dann, wenn sich bei der Abwärtsbewegung des Barometerrohres das Niveau des Quecksilbers im Gefässe nicht merklich ändert, wenn also das Gefäss im Vergleich zum Rohre sehr weit ist. — Giebt man aber dem Rohre die durch

Wenn diese Gewichtszunahme, multiplicirt mit der Länge des Wagbalkenarmes, grösser ist, als die durch die entsprechende Winkelbewegung bedingte Vergrößerung des statischen Momentes der Wage, so kann durch die Bewegung ein neuer Gleichgewichtszustand nicht mehr hervorgerufen werden: die Wage schlägt also um.

Aus Vorstehendem geht indessen schon hervor, auf welche Weise man diesem Uebelstande begegnen kann; die Veränderung des statischen Momentes des Wagbalkensystems ist zu vergrössern, und hiermit gelangt man zu der vielfach benutzten Winkelhebel-



Konstruktion des Wagbarometers, welche durch Fig. 85 veranschaulicht ist; man könnte diese Form auch als Briefwagen-Konstruktion bezeichnen. Die Registrirung erfolgt im Allgemeinen diskontinuierlich, und zwar dadurch, dass der Index *J* in gleichen Zeitintervallen durch das Uhrwerk an eine Papiertafel angedrückt wird, welche sich hinter dem Index mit konstanter Geschwindigkeit vertikal abwärts bewegt. Hierdurch wird also eine

Aufzeichnung erzielt, in welcher die Zeit in geradlinigen, der Barometerstand in krummlinigen (Kreis-) Koordinaten angegeben ist. Ein noch wesentlicherer Uebelstand besteht in der Abhängigkeit des Skalen-Werthes vom Luftdruck, indem die Winkelbewegung pro 1 mm Luftdruckänderung bei hohem Barometerstande geringer ist, als bei niedrigem. Ausserdem sind die Angaben abhängig von der Temperatur, was im Folgenden noch näher erörtert werden wird. Im Allgemeinen wird deshalb der Winkelhebel-Barograph nur als Interpolations-Instrument benutzt, indem man beispielsweise aus der Vergleichung einiger Aufzeichnungen mit direkten Beobachtungen die Reduktionsfaktoren berechnet und diese immer nur für einen kurzen Zeitraum (etwa 3 Tage) in Anwendung bringt.

Die Variabilität der Skala ist vermieden bei einer anderen Form des Wag-Barometers, welche man als Rollen-Barograph

$q + r = Q$ (Fig. 86) charakterisirte Form, so bleibt auch bei engerem Gefässe das Niveau des Quecksilbers bei vertikaler Verschiebung des Rohres unverändert, und obiger Ausdruck erlangt wieder volle Gültigkeit (Zeitschr. für Instrumenten-Kunde, 1885).

bezeichnen könnte (Fig. 86). Die beiden Kreisbögen B' sind Theile einer Rolle, welche in ihrem geometrischen Mittelpunkte oder Schwerpunkte S gestützt ist. Aus diesem Grunde darf im Allgemeinen das Gegengewicht C nicht „in der Luft“ oder im leeren Raume schweben, sondern es muss aus einem Cylinder aus Glas, Eisen etc. bestehen, welcher seinerseits wieder in ein Quecksilbergefäß eintaucht. Eine nähere Betrachtung des Zusammen-

hanges zwischen der Bewegung x des Index i oder des ganzen Systems und der dieselbe veranlassenden Zunahme b des Barometerstandes wird die Nothwendigkeit des Tauchcylinders deutlicher hervortreten lassen. Wir setzen zur Vereinfachung die Gefäße G und G' als so weit voraus, dass das Niveau der Quecksilber-Oberflächen dieser Gefäße nur eine verschwindend kleine Veränderung erfährt; die Temperatur verharre unverändert auf Null Grad. Da nun das Barometer bei einer Zunahme des Luftdrucks um b cm eine abwärts gerichtete Bewegung um x cm erleidet, so beträgt seine Gewichtszunahme ausser bQs noch $x(Q - q)s$; hierzu kommt aber wegen des Auftriebs noch eine

Abnahme um xrs , wenn r den Querschnitt der eintauchenden Glasrohrwand bezeichnet. Andererseits wird der Tauchcylinder C schwerer um $xq's$, und da das neue Gleichgewicht an die Gleichheit der Gewichtsvermehrung auf beiden Seiten gebunden ist, so ergibt sich zur Bestimmung von x nach Fortlassung des gemeinschaftlichen Faktors s die Gleichung:

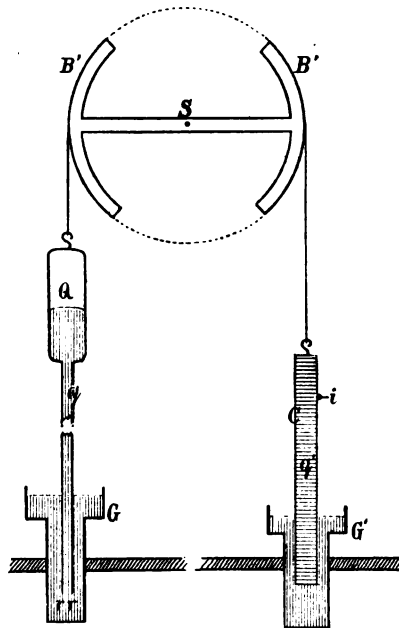
$$bQ + x(Q - q) - xr = xq'$$

oder
$$bQ = x(q' + r - [Q - q]),$$

demnach
$$\frac{x}{b} = \frac{Q}{q' + r - (Q - q)}.$$

Der Bruch x/b repräsentirt die sogenannte Vergrößerung des registirenden Barometers. Die Endgleichung lehrt: Wenn die

Fig. 86.



Summe der Querschnitte $q' + r$ wesentlich grösser ist als $Q - q$, so hat die Vergrößerung irgend einen positiven Werth; lässt man den Tauchcylinder (q') kleiner und kleiner werden, so wächst die Vergrößerung und wird unendlich für

$$q' + r = Q - q;$$

hiermit ist der oben bereits besprochene Zustand erreicht, in welchem nur noch ein labiles Gleichgewicht möglich ist; und dieser dauert fort für alle Werthe von $q' + r$, die kleiner sind als $Q - q$, da alsdann für die „Vergrößerung“ nur noch negative Werthe resultiren. (Als inverse Vergrößerung oder „Verkleinerung“ wären demgegenüber die durch ein Anwachsen von q' erhaltenen positiven Werthe von x/b zu bezeichnen, welche kleiner sind als 1.)

Bei einem rein cylindrischen Barometerrohre ist $Q - q = 0$, so dass der Zustand des labilen Gleichgewichtes erst für einen unendlich kleinen Werth von $q' + r$ erreicht wird; in der Regel kann somit der Tauchcylinder bei dem überall gleich weiten Rohre ganz fortgelassen werden, indem der Querschnitt r der Glasrohrwand niemals ganz verschwinden kann; bei einer derartigen einfachen Konstruktion ist somit die Vergrößerung gleich Q/r . Ein Beispiel für diesen einfachen Fall ist das oben bereits erwähnte, zur Kategorie der Rollen-Barographen gehörige „Wagbarometer“ des Ritters Samuel Morland, von welchem berichtet wird, dass die Bewegung des Rohres ebenso gross gewesen sei, wie die Bewegung der Quecksilberkuppe eines gewöhnlichen Barometers; zufällig muss also hier das ganze Rohr einen doppelt so grossen Querschnitt gehabt haben, wie das innere Lumen desselben. Eine beträchtlichere Vergrößerung wäre also bei diesem Instrumente leicht zu erreichen gewesen. Höchst wahrscheinlich hatten aber der Erfinder und seine Zeitgenossen nicht ein korrektes Urtheil über die Eigenthümlichkeiten ihres Instrumentes, denn die von Luz in seinem Barometer-Buche angegebene Erklärung der vorerwähnten Erscheinung ist unrichtig. Hätte man nämlich das Instrument vollkommen verstanden, so würde man vielleicht auf den Gedanken gekommen sein, dass der ganze rollenförmige Wagbalken im Grunde nur dazu diene, dem Barometerrohre eine Führung zu geben und dasselbe in einer höheren Lage schwebend zu erhalten, indem das Rohr durch das Kontragewicht grösstentheils getragen wurde. Offenbar können aber diese Funktionen auch anderen einfacheren Vorrichtungen übertragen werden: die Führung kann durch kleine leichtbewegliche Rollen geschehen, und zum Schweben kann das Rohr dadurch gebracht werden, dass man es nur genügend tief in

das Gefäß eintauchen lässt und letzterem die hierzu erforderliche Form eines relativ engen und etwa $1\frac{1}{4}$ Meter langen Rohres verleiht.

Ein registrirendes Wagbarometer ist hiernach im Grunde leicht herzustellen. Man fülle ein möglichst genau cylindrisches Glasrohr von etwas mehr als 2 m Länge, bei welchem der Querschnitt der Wand dem inneren Lumen nahezu gleich ist, unter Anwendung des auf Seite 64 (Fussnote) beschriebenen Bogen'schen Kunstgriffes mit Quecksilber, stürze es um in ein etwa $1\frac{1}{4}$ Meter langes, oben erweitertes Quecksilbergefass (wie es in den Laboratorien zur Demonstration des Mariotte'schen Gesetzes Verwendung findet) und Sorge durch kleine Rollen für eine vertikale Führung des Rohres; alsdann wird letzteres bei Luftdruckänderungen eine Bewegung ausführen, welche eben so gross ist, wie die entsprechende Aenderung des Barometerstandes.*) Einer Temperatur-Korrektion werden die Angaben dieses Instrumentes so gut wie gar nicht bedürfen.

Auch der Morland'sche Apparat war dem Einflusse der Temperatur nicht unterworfen und in sofern vollkommener, als die meisten Wagbarometer der Neuzeit. Dass letztere infolge der Einführung der „Kammer“ von der Temperatur störend beeinflusst werden, geht aus folgender Betrachtung hervor.

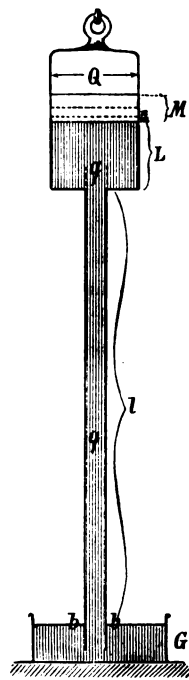
Es seien, wie oben:

Q und q die inneren Querschnitte der Kammer und des engen Röhrentheiles,
 L und l die Längen der entsprechenden Quecksilbersäulen (Fig. 87),
 β der Ausdehnungskoeffizient des Quecksilbers,
 τ die Zunahme der Temperatur.

Soll keine Gewichtsveränderung des Rohres erfolgen, so darf aus dem Gefässe G kein Quecksilber durch den Querschnitt bb übertreten. Denkt man sich also an dieser Stelle das Rohr zunächst geschlossen, so besteht die Wirkung der Temperatursteigerung, abgesehen von der Ausdehnung des Glases, in Folgendem:

1) dehnt die enge Säule entsprechend ihrer Länge l sich aus, d. h. um die Strecke $\beta l \tau$; der Raum, welchen diese überquellende

Fig. 87.



*) Analog, aber complicirter ist die Konstruktion des von Dr. P. Schreiber in der Oesterr. Zeitschr. (XVI) beschriebenen „hydrostatischen Barographen“.

Quecksilbermenge einnimmt, ist $\beta l \tau q$; dieselbe vertheilt sich aber in dem oberen weiteren Raume und beansprucht dort eine geringere Höhe m , welche sich leicht aus der Gleichung

$$m Q = \beta l q \tau$$

ergiebt. — Ausserdem steigt das Niveau in der Kammer vermöge der Ausdehnung der Säule L um die Strecke

$$n = L \beta \tau.$$

Das ganze Steigen des Niveaus würde also bei unverändertem Gewichte des Barometers das folgende sein:

$$m + n = \left(l \frac{q}{Q} + L \right) \beta \tau.$$

Es fragt sich nun, ob dieses Steigen genügt, damit die Quecksilbersäule nach der Zerstörung der Scheidewand bb dem unveränderten Luftdrucke das Gleichgewicht halte? Offenbar muss zu diesem Zwecke bei einer Temperaturerhöhung um τ^0 unbedingt, geradeso wie bei dem rein cylindrischen Rohre, eine der ganzen Länge der Quecksilbersäule proportionale Niveau-Erhöhung, also im Betrage von

$$M = (L + l) \beta \tau$$

erfolgen, denn es kommt ja nicht auf die Form, sondern nur auf die Höhe der Flüssigkeitssäulen an. Ist aber M grösser als $m + n$, so wird die Differenz $D = M - (m + n)$ angeben, um wieviel das Barometer infolge der Temperaturerhöhung scheinbar gestiegen ist, denn ein wirkliches Steigen des Barometers um D Millimeter würde dieselbe Gewichtsvermehrung bedingen, wie die Temperaturerhöhung. Man findet:

$$D = \left(1 - \frac{q}{Q} \right) \beta l \tau.$$

Wie es sein muss, wird $D = 0$ für $q = Q$; der grösstmögliche Werth der Differenz ist

$$D = \beta l \tau;$$

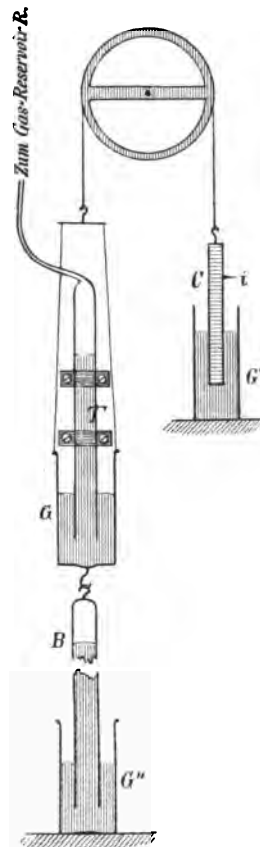
dieser wird aber bei den gebräuchlichen Formen des Barometerrohres nahezu erreicht, indem Q vielfach etwa 20mal so gross gewählt wird, als q . Da $\beta = 0,000182$, und l etwa $= 700$ mm ist, so beträgt der Maximalwerth $0,127 \tau$ mm, d. h. eine Temperatursteigerung von 10^0 bringt eine scheinbare Erhöhung des Barometerstandes von $1,27$ mm hervor. Der Fehler ist also bedeutend und durchaus nicht zu vernachlässigen; um denselben unschädlich zu machen, hat man sich verschiedentlich

bemüht, Kompensations-Vorrichtungen zu konstruiren; offenbar ist es aber viel richtiger, den Fehler von vornherein zu vermeiden, indem man das Rohr ganz cylindrisch nimmt, oder wenigstens den engen Theil (l) so kurz wie irgend möglich konstruirt.

Diese einfache Modifikation kann natürlich sowohl bei dem Winkelhebel- (Fig. 85), als auch bei dem Rollen-Barograph (Fig. 86) leicht zur Durchführung gelangen. Fürchtet man, durch die hierdurch bedingte Vermehrung der Quecksilbermasse das ganze System zu schwerfällig zu machen, so braucht man nur, anstatt des Barometerrohres, das Gefäß beweglich zu machen, ähnlich wie es durch Fig. 88 für den Fall eines registrirenden Luftthermometers veranschaulicht ist. Das überall gleich weite Vertikalrohr T ist hier mit dem Stativ des Apparates fest verbunden; durch ein enges Bleirohr communicirt dasselbe mit dem Gas-Reservoir R , welches bei einem Inhalt von etwa 3 Litern so gestaltet ist, dass es der umgebenden Luft eine möglichst grosse Oberfläche bietet. Vergrößert sich durch Erwärmung die Spannkraft des eingeschlossenen Gases (z. B. Stickstoff), so fällt das Quecksilber in T , und steigt in G ; das Gefäß G sinkt deshalb herab, bis die Gewichtszunahme des Tauchcylinders C diejenige von G kompensirt (wie pag. 397 erörtert. C kann hier auch entbehrt werden).

Neben der Temperatur bewirkt indessen auch der Luftdruck eine Gewichtsveränderung des Gefäßes G , und zwar wird letzteres bei steigendem Luftdrucke leichter; hängt man nun aber an das Gefäß noch ein Barometer B , so wird dieses gleichzeitig schwerer, und bei passender Wahl der Querschnitte der Röhren T und B kann eine nahezu vollständige Kompensation beider Gewichtsänderungen erzielt werden, so dass das System nur noch auf Temperatur-Aenderungen reagirt und letztere ungetrübt zu unmittelbarer Anschauung bringt.

Fig. 88.



Bei sämtlichen, bisher besprochenen Formen der auf Gewichtsänderung beruhenden Registrirapparate für Luftdruck und Temperatur darf die Aufzeichnung im Allgemeinen nur dadurch erfolgen, dass in grösseren oder kleineren Intervallen der Schreibstift für einen Moment an die Schreibtafel angedrückt wird; denn eine kontinuierliche Registrirung würde durch die Reibung des Schreibstiftes am Papier die freie Bewegung des von den Gewichtsänderungen beeinflussten Apparat-Theiles beeinträchtigen. Besteht der Index aus einer mit Tinte gefüllten Schreibfeder, welche an glattem Papier mit ganz schwachem Drucke anliegt, so dürfte es bei grossem Querschnitte der zur Wägung kommenden Quecksilber-Säulen vielleicht möglich sein, den durch die Reibung veranlassten Fehler auf ein zulässiges Minimum einzuschränken; aus diesem Grunde wurde im Vorstehenden vorgeschlagen, das Barometerrohr fest mit dem Gerüst des Apparates zu verbinden und anstatt dessen das leichtere Gefäss die Bewegungen ausführen zu lassen.

Der störende Einfluss der Schreibfeder-Reibung ist vollkommen vermieden bei den Laufgewicht-Instrumenten, wie sie gegenwärtig von Herrn R. Fuess in Berlin hergestellt werden. Hier wirken die den Gewichtsänderungen ausgesetzten physikalischen Apparate (Barometer oder Thermometer) an einem — praktisch genommen — ruhenden horizontalen Wagbalken, welcher durch horizontale automatische Verschiebung eines Laufrades stets genau äquilibrirt ist; das wandernde Laufrad verzeichnet kontinuierlich seine Stellung auf der Schreibtafel des Instrumentes, und indem diese Verschiebung des Laufrades unmittelbar durch das Uhrwerk erfolgt, ist eine störende Rückwirkung der Reibung auf den eigentlichen physikalischen Apparat gänzlich ausgeschlossen. Jene automatische Aequilibrirung des Wagbalkens wurde bisher nur mit Hülfe des elektrischen Stromes erreicht; neuerdings ist es indessen Herrn Kapitän Rung in Kopenhagen gelungen, für diesen Zweck eine vollkommen befriedigende mechanische Vorrichtung zu konstruiren.

Auf jeden Fall kann die Meteorologie gegenwärtig einer kontinuierlichen Aufzeichnung der einzelnen Elemente nicht mehr ent-rathen, indem sie mehr und mehr auch dem Detail-Studium der Phänomene sich zuwenden muss.

Alphabetisches Inhaltsverzeichniss.

	Seite		Seite
Abkühlung durch Ausdehnung,		Barisches Windgesetz	114
Versuch	45	Barometer, Herstellung nach	
Abkühlungsprocess in Thälern .	326	Bogen	64
Ablenkende Kraft der Erdrota-		Barometerstand, Bestimmung	
tion	20, 22	desselben durch Wägung . .	395
— Analytische Ableitung des		Barometrische Höhenformel .	69
Ausdruckes dafür	24	— auf Grund der Gesetze von	
Ablenkungswinkel	114, 117	Hann und Mendelejef . . .	97
Ablenkungswinkel in Cyklonen		— nach Babinet	79
nach Loomis und Toybee . .	156	— nach Bruhns und Köppen .	77
Ablenkungswinkel, normaler .	120	— nach Laplace	77
Absorption der Strahlen durch		— nach Guldberg und Mohn .	168
die Atmosphäre	300, 305	— nach Rühlmann	70
Absteigende Bewegungen in Cy-		—, rohe	71
klonen	241	Barometrische Maxima, Konsti-	
Abweichung fallender Körper .	34	tution derselben	157, 215
Adiabatische Zustandsänderung	44	Bessel'sche Formel	327
Aenderung der met. Elemente		Bestrahlung der Erde durch die	
von Tag zu Tag	372	Sonne	297
Anticyklonale Krümmung . . .	113	Bewegung, absolute, eines Kör-	
Anticyklonen, Konstitution der-		pers auf der Erdoberfläche .	11
selben	157, 215	Bewegung gegen den Gradien-	
Anomalie, mittlere	369	ten	203, 213, 216
Anziehungskraft und deren Be-		Bewegung, relative, eines Kör-	
ziehung zur Schwerkraft . . .	9	pers auf der Erdoberfläche	16, 21
Arbeit einer Kraft	41	Bewölkung, deren tägliche Pe-	
Arbeitseinheit	41	riode	353, 354
Asymmetrie der Cyklonen . . .	218	Bodentemperatur	330
Atmometer	313	Böen	293
Atmosphärische Luft, Zusammen-		Bolometer	304
setzung derselben	99	Bora	188
Aufsteigender Luftstrom, Ge-		Calmen-Zonen und Druckmaxima	
schwindigkeit desselben . . .	149	in 23°—35° Breite	202
„Auge“ des Orkans	241		

	Seite		Seite
Centrifugal-Kraft und -Beschleunigung	7	Gase, spezifische Wärmen derselben	42
Cirkulation, allgemeine, der Atmosphäre	190, 243	Gasgesetze	37
Cyklonen	115, 134	Gasgesetze, die, im Lichte der modernen Theorie der Gase	53
—, in Entstehung begriffene	238	Gebirgswinde	344
— Entwicklung derselben	240, 234	Gefäss-Heberbarometer	390
— Konstitution derselben	211	Geschwindigkeitskomponenten in der Cyklone, als Funktion des Radiusvektor	147
— tägliche Periode derselben	361	Gesetze von Mariotte (Boyle) und Gay-Lussac (Charles)	37, 38
— und Anticyklonen	135	Gewicht, spezifisches	39
Dalton's Satz nach Stefan und Maxwell	100	Gewicht, spezifisches, der feuchten Luft	47
Dichtigkeit	38	Gewitter	280
Dichtigkeit der Luft unten geringer, als oben	171	—, Beobachtungssysteme ders.	285
Dichtigkeitsbestimmung der Luft, Vorrichtung zur	55	—, deren tägliche Periode	359
Drehung der Windfahne	347	Gewitter-Elektricität, deren Ursache nach Tait	365
Drehungsgesetze des Windes (oder der Windfahne)	271	— nach Sohncke	322
„Druck der trockenen Luft“	96	Gewitterstürme	286
Dunstdruck	46	Glatteis	315
Dynamische Luftdruck-Aenderung	337	Gleichgewichtszustand, stabiler, labiler, indifferenten	170, 177
Erdrotation, Einfluss derselben auf vertikale Bewegungen	33	Gradient	114
— Winkelgeschwindigkeit ders. V.	161	— abhängig von der geogr. Breite	117
Erhaltung der Cyklonen	230, 234	— vertikaler	159
Erhaltung der Flächen, Princip der	28, 31	Grundgleichungen, hydrodynamische, für Bew. auf der rot. Erdoberfläche	132
Erhaltungstendenz	379	Grundgleichungen für atmosphärische Wirbel, in Polarkoordinaten	134, 135, 136
Experimente von Vettin	242	Hagel	321
Fallgesetze	4	—, strichweises Auftreten derselben	293, 288
Feuchtigkeit, absolute und relative	49	Hagel-Theorie nach Ferrel	225
Feuchtigkeit, deren vertikale Vertheilung	94	— von Möller	296
Feuchtigkeit der Luft, deren tägliche Periode	352	Höhenmessung aus Luftdruck-Beobachtungen	71
Feuchtigkeit, relative, und Fortpflanzung der Cyklonen	257	Jahreszeiten, deren gegenseitige Beeinflussung	363
Flächen-Geschwindigkeit	29		
Föhn	183		
Furchen niederen Luftdrucks	291		

	Seite		Seite
Inversion der vertikalen Temperatur-Aenderung	181	Maasssystem, irdisches und absolutes	40
Isobaren	113	Masse, Bestimmung derselben	38
Isobarische Flächen	82, 111	— des Wasserdampfes in 1 kg Luft	172
Isobronten	286	—, spezifische	38
Isohyeten	293	—, spezifische, der feuchten Luft	47
Kondensationsfläche in Cyklonen und Tromben	221	Mechanische Theorie der Ortsveränderung atmosphärischer Wirbel	254, 261
Kontinuitätsbedingungen	119, 137, 154	Meeresspiegel, idealer	80
Konvektionsströmungen	107	Mond, dessen Einfluss auf meteorologische Erscheinungen	367
Krafteinheit	63, 40	Nebel-Körperchen	316
Kraft, gemessen durch die Beschleunigung einer Masse	39	Nebel und Wolken	316
Krümmungsradius der Trägheitsbahn	24, 27	Niederschläge, deren räumliche Vertheilung	385
Lambert's Formel zur Berechnung der mittleren Windrichtung	346	Niveaufläche	80
Land- und Seewinde	342	Normal-Atmosphärendruck	64
Logarithmische Spirale als Windbahn	139, 153	Normal-Grade der Temperatur	64
Luftdruck - Bestimmung durch Aneroid-Barometer und Siedepunktmessung	59	Ortsveränderung der Cyklonen	244
Luftdruck	66	—, Erfahrungsresultate	252
—, dessen tägliche Periode	331	—, Ursachen derselben	254
—, Haupt-Ursache desselben	55	—, Wesen derselben	244
— im Kraftmaass	62	Periodenlänge, mittlere	380
—, Reduktion desselben auf ein anderes Niveau	79	Physikalische Theorie der Ortsveränderung atmosph. Wirbel	255
— und Gewicht der Atmosphäre	66	Poisson'sche Gleich. auf feuchte Luft ausgedehnt von Reye	175
— und moderne Gastheorie	56	Poisson'sche Gleichung für trockene Luft	45
Luftdruckvertheilung abhängig von der Unterlage	310	Quecksilber-Barometer, Reduktion dess. auf konstante Breite	58
Luftdruckvertheilung als Funktion der geogr. Breite	193	Quecksilber-Barometer, Reduktion wegen Seehöhe	60
Luftdruckvertheilung höherer Schichten, durch Konstruktion gefunden	219	Rauhrost	315
Luftelektricität, deren tägliche Periode	363	Regen, dessen tägliche Periode	355
Lufttemperatur	307	Regen, Durchsichtigkeit dess.	295
—, deren Tages-Periode	323	Regenfall, Bedingungen dess.	236
—, wahre, nach Rühlmann	75	Regenfall und Fortpflanzung der Cyklonen	257
Luftthermometer	36		

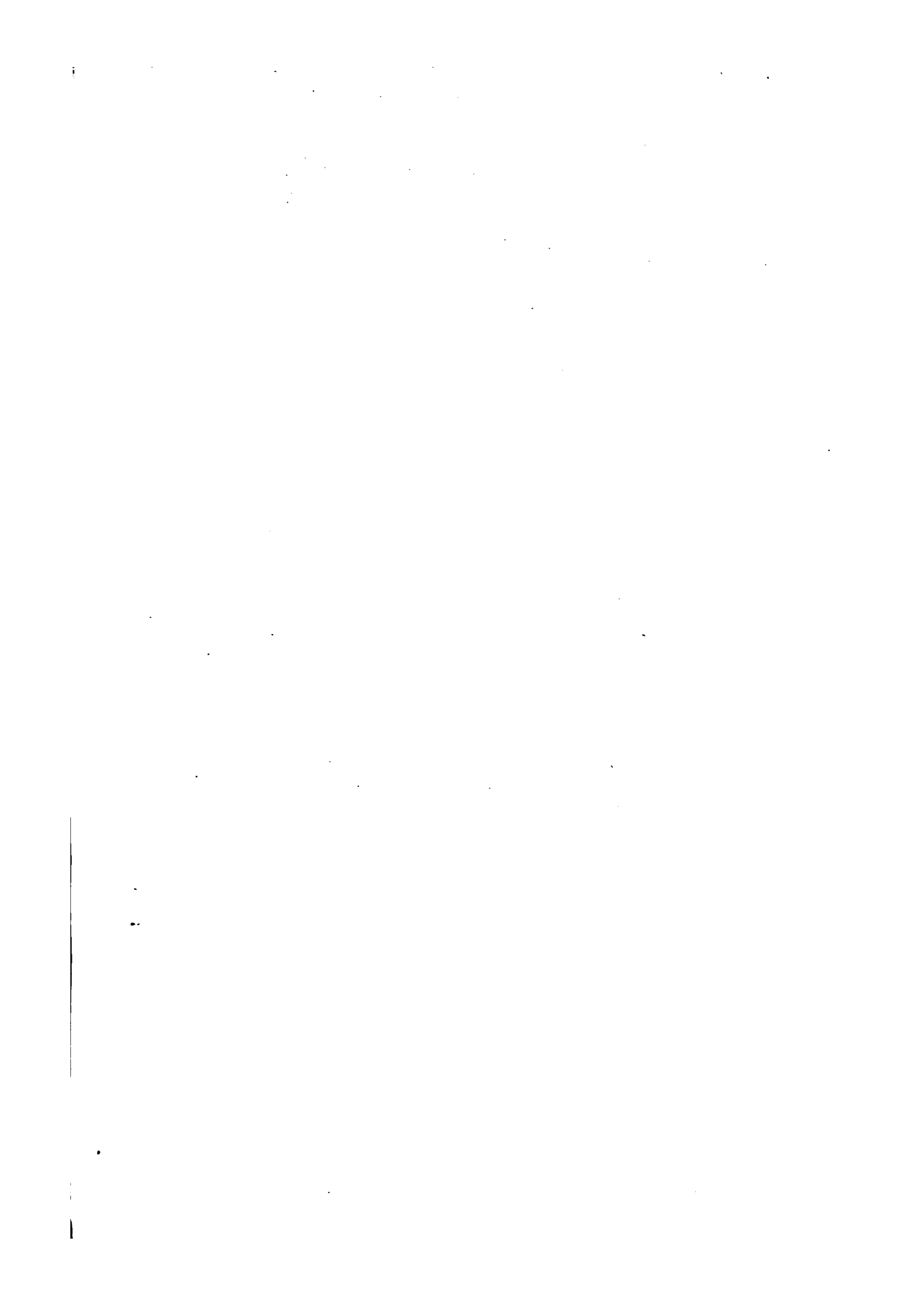
	Seite		Seite
Regenmenge, Abnahme ders. mit der Höhe	322	Temperatur auf der Erde, als Funktion der geographischen Breite	193
Regenstreifen	277	Temperatur und Wärme	35
Regentheorien von Hutton und Hann	236	Temperatur-Vertheilung, verti- kale	84
Regen-Wahrscheinlichkeit	358	Thau	314
Registrir-Apparate im Allge- meinen	391	Thaupunkt	49
Reibungskoeffizienten 122, 127, 128	128	Theilminima	277
Reif	314	Tiefe der Cyklonen, und Regen- fall	233
Rollen-Barograph	397	Trägheitsbahnen	19
Rotation der Sonne, deren Zu- sammenhang mit meteorol. Erscheinungen	368	Transmissions-Koeffizient	303
Rotationsgeschwindigkeit (ζ)	153	Tromben, Bewegungs-Gleichun- gen dafür	222
Sättigungsdeficit	313	Tromben ohne Kondensation	227
Sättigungspunkt abhängig vom Luftdruck	51	Uebereinstimmung im gleich- zeitigen Witterungscharakter	388
Sättigungspunkt bei aufsteigen- den Luftmassen	178, 180	„Uebergangszone“ nach Mohn	124
Schnee	322	Umlaufszeit der Schwingungs- ebene des Pendels	19
Schwankungen, unperiodische, des Barometers	273	Umlaufszeit in der relativen Trägheitsbahn	19
Schwerkraft als Funktion der Breite	10	Unipolare Induktion als Quelle der Luftelektricität	364
Schwerkraft, beeinflusst durch horizontale Bewegung	28	Veränderlichkeit der meteorol. Elemente	370, 375, 376
Sektorengeschwindigkeit	29	Verdunstung, Verdampfung	312
— in atmosphärischen Wir- beln	136—139	Vertikale Druckvertheilung in bewegter Luft	161
Sekundäre Luftdruckphänomene	276	Volumen, spezifisches	38
Solar-Konstante	302	Wag-Barometer, Beeinflussung derselben durch die Tempera- tur	399
Sonnenflecken, deren Zusam- menhang mit meteorologischen Erscheinungen	366	Wahrscheinlicher Fehler des Normalwerthes	371
Spannkraft der Luft identisch mit Luftdruck	66	Wahrscheinlichkeit eines Wech- sels im Witterungscharakter	379
Strömungen, Entstehung der- selben	106	Wärme-Aequivalent der Arbeits- einheit	41
Temperatur-Aenderung bei ver- tikalen Luftbewegungen	163, 166	Wärme-Kapacität	163
— in feuchter, gesättigter Luft	177	Wärme, spezifische	37
Temperatur-Aenderungen durch Gewitter	285	Wärme- und Wirbel-Gewitter	284

Alphabetisches Inhaltsverzeichniss.

407

	Seite		Seite
Wasserdampf, absorbirende Kraft desselben	305	Windrose, barometrische	272
Wasserdampfmenge in der Atmo- sphäre	96	Winkelgeschwindigkeit (ζ)	153
Wetter in Cyklonen	274	Winkelhebel-Barograph	396
Winddrehung mit der Sonne	348	Winter-Gewitter	361
Windgeschwindigkeit, deren täg- liche Periode	338	Wirbel, atmosphärische, deren Theorie	134—157
Windgeschwindigkeit als Funk- tion der Höhe, berechnet aus der Druckvertheilung	208	Wirbel-Experimente von Wilcke und Andries	228
Windgeschwindigkeit und Gra- dient	123, 342	„Wirbelgeschwindigkeit“	153
Windrichtung, deren tägliche Periode	342	Wolkenbildung unterstützt durch Elektricität	322
		Wolkenformen	319
		Wolkenzug, in Beziehung zum Unterwind	214

Druck von Hesse & Becker in Leipzig



89074775222



B89074775222A

Date **10/03**
s book may be kept

502 10/03 29
31603

BU



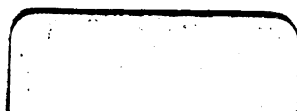
100
101
102
103
104
105
106
107
108
109
110
111
112
113
114
115
116
117
118
119
120
121
122
123
124
125
126
127
128
129
130
131
132
133
134
135
136
137
138
139
140
141
142
143
144
145
146
147
148
149
150
151
152
153
154
155
156
157
158
159
160
161
162
163
164
165
166
167
168
169
170
171
172
173
174
175
176
177
178
179
180
181
182
183
184
185
186
187
188
189
190
191
192
193
194
195
196
197
198
199
200

89089808588



b89089808588a

**K.F. WENDT LIBRARY
UW COLLEGE OF ENGR.
215 N. RANDALL AVENUE
MADISON, WI 53706**



89089808588



B89089808588A