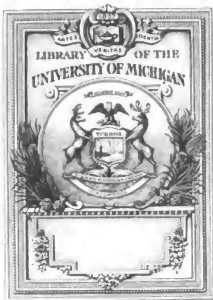


25 JULY 1905 8 P.M.

FIG. 2.



# *Beiträge zur Physik der Atmosphäre*





## Ankündigung.

Die «Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre» erscheinen in zwanglosen Heften. Etwa dreißig Druckbogen bilden einen Band mit besonderem Titel und Inhaltsverzeichnis. Preis des Bandes für die Abonnenten *M* 15.—. Die Hefte werden auch einzeln abgegeben zu entsprechend höheren Einzelpreisen.

### Die Verlagshandlung.

Bis jetzt ist erschienen:

- Erster Band. Mit zahlreichen Figuren im Text und drei Tafeln. 4°. V. 210 S. 1904—1905. *M* 15.—.  
Einzelpreis von Heft 1 *M* 4.—, von Heft 2 *M* 3.50, von Heft 3 *M* 4.50, von Heft 4 *M* 5.—.
- Zweiter Band. Mit zahlreichen Figuren im Text und acht Tafeln. 4°. 211 S. 1906—1908. *M* 15.—.  
Einzelpreis von Bd. II, Heft 1 *M* 3.—, von Heft 2 *M* 4.—, von Heft 3 *M* 3.50, von Heft 4 *M* 4.50, von Heft 5 *M* 3.—.

Als Separatabdruck aus dem 2. Heft des I. Bandes ist erschienen:

**Tafeln zur barometrischen Höhenberechnung** nach A. Angot. Erweitert und mit deutschem und französischem Text versehen von A. de Quervain. (*Tables pour le calcul barométrique des hauteurs d'après A. Angot. Augmentées et accompagnées d'un texte allemand et français par A. de Quervain.*)

Die Tabellen zur Berechnung der Höhen von Registrierballons sind erweitert bis zu 26000 m.

4°. Seite 68—89. 1904. *M* 1.50.



# Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre.

Zeitschrift für die wissenschaftliche  
Erforschung der höheren Luftschichten.

Im Zusammenhange mit den Veröffentlichungen der Internationalen  
Kommission für wissenschaftliche Luftschiffahrt

herausgegeben von

R. ASSMANN  
Lindenberg

H. HERGESELL  
Straßburg

---

Mitarbeiter:

CL. ABBE, Washington, A. BERSON, Berlin, R. BÖRNSTEIN, Berlin, H. CLAYTON,  
Boston, W. H. DINES, London, H. EBERT, München, J. HANN, Wien, H. HILDE-  
BRANDSSON, Upsala, V. KREMSER, Berlin, W. KÖPFEN, Hamburg, J. MAURER, Zürich,  
L. PALAZZO, Rom, J. M. PERNER, Wien, A. DE QUERVAIN, Zürich, L. A. ROTCH,  
Boston, M. RYKATCHEW, St. Petersburg, A. SCHMIDT, Stuttgart, W. SHAW,  
London, A. SPRUNG, Potsdam, R. SÜRING, Berlin, E. WIECHERT, Göttingen.

---

Zweiter Band.

Mit zahlreichen Figuren im Text und acht Tafeln.

---

Straßburg 1906-1908.  
Verlag von Karl J. Trübner.



masson geol. f. d.  
Harr.  
8-25-25  
11578

## Inhalt.

	Seite
<b>1. Heft.</b>	
V. BJERKNES und J. W. SANDSTRÖM, Hilfsgrößen zur Berechnung der Druckverteilung in der Atmosphäre an den internationalen Tagen 1900—1903. Mit einer Kurvenzeichnung im Text und zwei Tafeln . . . . .	1
A. SCHMIDT (Stuttgart), Die Atmosphäre des Weltraums . . . . .	18
ALFRED WEGENER, Über die Flugbahn des am 4. Januar 1906 in Lindenberg aufgestiegenen Registrierballons. Mit einer Abbildung im Text . . . . .	30
<b>2. Heft.</b>	
HENRY HELM CLAYTON, A Discussion of the Observations obtained by the Blue Hill Observatory with Balloons-sondes at St. Louis. Mit 2 Tafeln . . . . .	35
H. HERGESSELL, Über lokale Windströmungen in der Nähe der kanarischen Inseln . . . . .	51
ALFRED WEGENER, Studien über Luftwogen. Mit vier Abbildungen im Text und zwei Tafeln . . . . .	55
K. v. BASSUS, Über das Ausmessen von Registrierballondiagrammen. Mit drei Abbildungen im Text . . . . .	73
A. DE QUERVAIN, Über eine einfache Methode, die Strömungen der höheren Atmosphärenschichten systematisch zu untersuchen . . . . .	77
<b>3. Heft.</b>	
ELMAR ROSENTHAL, Über trockene Zonen der freien Atmosphäre . . . . .	83
K. v. BASSUS, Über die Windverhältnisse in der oberen Inversion. Mit drei Abbildungen im Text . . . . .	92
H. HERGESSELL, Die Erforschung der freien Atmosphäre über dem Polarmeer . . . . .	96
K. KLEINSCHMIDT, Die Feuchtigkeitsmessung bei Registrierballonaufstiegen. Mit einer Abbildung und zwei Kurvenzeichnungen im Text . . . . .	99
<b>4. Heft.</b>	
FRIEDRICH RITTER, Örtliches Windminimum, unterer und oberer Wind. Mit zwei Figuren im Text . . . . .	125
THEODOR ARENDT, Untersuchung des veränderlichen Charakters der Wasserdampflinien im Sonnenspektrum mit besonderer Berücksichtigung der meteorologischen Verhältnisse der Atmosphäre. Mit zwölf Figuren im Text . . . . .	135
WALTER KNOCHE, Zum Wärmegehalt der Atmosphäre. Mit vier Kurvenzeichnungen im Text . . . . .	177
<b>5. Heft.</b>	
H. EBERT und C. W. LUTZ, Der Freiballon im elektrischen Felde der Erde. Mit 6 Textfiguren und 2 Tafeln . . . . .	183
K. KLEINSCHMIDT, Über die Feuchtigkeitsverhältnisse der oberen Inversion . . . . .	205
L. PALAZZO, Beschreibung zweier Vorrichtungen zum Abwerfen oder Entleeren eines Ballons bei den Doppelballonaufstiegen über dem Meere. Mit drei Figuren im Text . . . . .	208

# Hilfsgrößen zur Berechnung der Druckverteilung in der Atmosphäre an den internationalen Tagen 1900—1903.

Von  
V. BJERKNES und J. W. SANDSTRÖM.

Mit einer Kurvenzeichnung im Text und zwei Tafeln.

1. Den Hauptinhalt dieser Abhandlung bildet die Tabelle 1 auf S. 2 und folgenden. Die Zahlen dieser Tabelle sind berechnet aus den Beobachtungen, welche in der freien Atmosphäre angestellt und in den „Beobachtungen mit bemannten, unbemannten Ballons und Drachen, sowie auf Berg- und Wolkenstationen“ publiziert sind, und zwar von Dezember 1900 bis Dezember 1903 inklusive. Die Zahlen sind als Hilfsgrößen zu bezeichnen, durch welche man in bequemer Weise zu tabellarischer oder zu graphischer Darstellung der Druckverteilung in der Atmosphäre zur Zeit der betreffenden Hochfahrten übergehen kann.<sup>1)</sup>

## I. Die Hilfsgrößen und ihre Anwendung.

2. Ehe wir zu der Definition dieser Hilfsgrößen übergehen, sind einige Bemerkungen über die angewendeten Maße notwendig.

Da unser Ziel eine weitergehende Diskussion der Dynamik der Atmosphäre ist, können wir uns nur absoluter Maße bedienen. Daher muß die gewöhnliche irrationelle Druckeinheit, das mm Hg., aufgeben und durch eine entsprechende, dem absoluten Maßsysteme angehörende Einheit ersetzt werden. Als solche praktische Einheit ist oft die Megadyne pro Quadratcentimeter vorgeschlagen worden. Diese Einheit werden wir ein Bar nennen. Das Bar wird in Dezi-, Zenti- und Millibar geteilt, und das Millibar ersetzt das mm Hg. Das Millibar beträgt sehr nahe  $\frac{1}{4}$ , oder genauer 0,75006 mm Hg.

3. Wenn es sich um dynamische Aufgaben handelt, sind bekanntlich die Flächen gleicher Höhe über dem Meeresspiegel nicht geeignete Koordinatenflächen, weil sie nicht Gleichgewichtsflächen sind. Die natürlichen Koordinatenflächen sind die Niveauflächen der Schwerkraft. Die Einführung derselben anstatt der Flächen gleicher Seehöhe ist übrigens nicht nur theoretisch richtig, sondern auch praktisch vorteilhaft, weil man dadurch eine Reihe lästiger Korrekturen los wird.

Zur ziffernmäßigen Bezeichnung der Niveauflächen bedient man sich ihrer Potentialwerte. Die Niveaufläche Null ist immer die Meeresoberfläche. Zwecks Bezeichnung der folgenden sagt man am einfachsten: die Arbeit 1 ist erforderlich, um die Masseneinheit von der Meeresoberfläche zu der Niveaufläche 1, eine Arbeit 2 um die Masseneinheit von der Meeresoberfläche zu der Niveaufläche 2 zu heben, usw. Der Abstand zweier auf einander folgenden Flächen wird dann gleich dem reziproken Werte der Beschleunigung der Schwere. Mißt man diese in Metern, so wird der Abstand der ganzzahligen Niveauflächen rund ein Dezimeter betragen. Für praktischen Gebrauch fallen jedoch diese Flächen zu dicht aus. Faßt man deshalb je zehn zusammen, so wächst der Abstand auf etwa ein Meter, was bequem ist. Diese in rund einem Meter Höhe über einander folgenden Flächen werden wir deshalb mit den ganzen Meter beziffern.

<sup>1)</sup> Daß wir diese Arbeit ausführen konnten, verdanken wir in erster Linie der wiederholten Unterstützung der Stiftung „Lars Hiertas Minne“ in Stockholm. Während der Arbeit haben sich die praktischen Arbeitsmethoden außerordentlich vereinfacht, so daß die hier publizierten Zahlen, mit Angabe der neuesten Methoden ihrer Berechnung, von dem Umfange der ursprünglich ausgeführten Rechen- und Zeichenarbeit gar keine Vorstellung geben.

Den genauen Abstand dieser Flächen, =  $\frac{10 \text{ Metern}}{\text{Schwerebeschleunigung}}$ , werden wir das dynamische Meter nennen. Dieses erlaubt uns zu sagen: die Ordnungszahl einer Niveaufläche ist gleich ihrer Höhe über dem Meeresspiegel, gemessen in dynamischen Metern. Diese Ausdrucksweise ist zweckmäßig wegen der engen Beziehung des dynamischen Meters zum Längenmeter. Denn das dynamische Meter ist nur um etwa 2% länger als das Längenmeter. Wenn wir deshalb eine Niveaufläche durch ihre Höhe in dynamischen Metern charakterisieren, so sind wir sogleich auch über ihre ungefähre Höhe in Metern orientiert. In Wirklichkeit ist aber das dynamische Meter ein Maß nicht der Höhe, sondern des Schwerepotentials, und entspricht zehn Einheiten dieser Größe, wenn man die Schwerebeschleunigung in Metern mißt.

4. Wir können nun die Druckverteilung längs einer Vertikalen in der Atmosphäre betrachten. Punkte, an denen gegebene Drucke herrschen, werden je nach dem Zustande der Atmosphäre verschiedene Vertikalabstände haben. Die in der Tabelle I gegebenen Zahlen sind solche Vertikalabstände, in dynamischen Metern gemessen. Diese Vertikalabstände fangen sämtlich unten an dem Punkte an, wo der Druck 1000 mmbär beträgt, und reichen zu den Punkten, wo der Druck 900, 800, . . . , 100 mmbär beträgt. Zum Vergleiche schreiben wir die zugehörigen Drucke in mm Hg auf

1000	900	800	700	600	500	400	300	200	100	mmbär
750,1	675,1	600,0	525,0	450,0	375,0	300,0	225,0	150,0	75,0	mm Hg.

Diese in dynamischen Metern gemessenen Vertikalabstände sind also die Potentialunterschiede zwischen den Punkten des Druckes 900, 800, . . . , 100 mmbär und dem Punkte des Druckes 1000 mmbär. Sie sind nach der hydrostatischen Fundamentalsformel

$$a) \quad dV = -v dp$$

berechnet, wo V das Schwerepotential, v das spezifische Volumen, und p der Druck der Luft ist, indem die aus den Beobachtungen hervorgegangenen Werte von Druck, Temperatur und Feuchtigkeit benutzt sind. Alles in allem sind 487 der publizierten Beobachtungsserien benutzt worden. Einige Serien konnten nicht mitgenommen werden, teils weil der Druck nicht angegeben war, teils weil offene Fehler wegen Sonnenstrahlung vorlagen, teils endlich weil die Beobachtungszeit von der Zeit 8<sup>h</sup> a. m. zu weit entfernt lag.

Tabelle I.

Relative Topographie in dynamischen Metern der Isobarenflächen von je 100 mmbär bezogen auf die Isobarenflächen p = 1000 mmbär.

mmbär	6. Dezember 1900				10. Januar 1901					7. Februar 1901					
	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Przemysl	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Krakau	Moskau
1000	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
900	850	850	835	862	841	829	835	808	817	804	830	814	820	820	820
800	1787	1773	1758	1809	1761	1755	1772	1731	1750	1700	1723	1707	1716	1720	1733
700	2833	2808	2785	2863	2781	2778	2811	2762	2781	2693	2723	2700	2697	2717	2753
600	4019	3972	3958	4053	3927	3924	3984	3912	3936	3808	3856	3815	3794	3837	3912
500	5385	5338	—	5429	5241	5238	5324	5231	—	5090	5143	5092	5035	5119	—
400	7000	—	—	7062	—	6775	6900	6762	—	6608	6661	6572	6419	—	—
300	9005	—	—	9069	—	8674	8832	8645	—	8474	8552	8389	8111	—	—
200	11624	—	—	11688	—	—	—	11113	—	11011	—	—	—	—	—
100	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

mmbar	7. März 1901					
	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Petersburg	Moskau
1000	0	0	0	0	0	0
900	829	829	832	829	820	796
800	1735	1735	1745	1738	1726	1678
700	2730	2732	2757	2738	2734	2671
600	3863	3847	3894	3858	3871	3799
500	5145	5119	5208	5140	5185	5097
400	6650	6618	—	6645	6742	6602
300	8483	8493	—	8487	—	—
200	—	—	—	10920	—	—
100	—	—	—	—	—	—

19. April 1901								
Paris	Straßb.	Angs- burg	Mün- chen	Berlin	Wien	Peters- burg	Moskau	
0	0	0	0	0	0	0	0	
847	841	829	835	835	829	817	811	
1773	1761	1735	1738	1748	1735	1716	1707	
2816	2781	2751	2750	2768	2747	2720	2700	
3997	3931	3901	3896	3923	3897	—	3815	
5358	5245	5225	—	5247	5216	—	5097	
6966	6795	—	—	6797	6734	—	6615	
8915	8686	—	—	—	8567	—	8465	
11452	11223	—	—	—	11046	—	10839	
—	—	—	—	—	—	—	—	

mmbar	14. Mai 1901				
	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Peters- burg
1000	0	0	0	0	0
900	874	883	874	868	865
800	1831	1836	1824	1815	1805
700	2885	2886	2867	2858	2848
600	4075	4067	4048	4035	4021
500	5436	5407	5419	5391	—
400	7023	6983	7040	6980	—
300	8939	8899	—	8937	—
200	11418	—	—	11579	—
100	—	—	—	—	—

13. Juni 1901					
Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Moskau	
0	0	0	0	0	
850	871	859	877	877	
1780	1811	1802	1841	1841	
2819	2857	2848	2907	2910	
3996	4038	4029	—	4118	
5346	5399	5385	—	5531	
6947	7007	6999	—	—	
8912	8948	8964	—	—	
11508	11509	11595	—	—	
—	—	—	—	—	

4. Juli 1901					
Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Peters- burg	
0	0	0	0	0	
871	868	868	871	847	
1821	1818	1821	1828	1800	
2875	2876	2875	2894	2858	
4065	4062	4065	4098	4048	
5431	5412	5426	—	—	
7032	7013	7027	—	—	
8981	8962	8968	—	—	
11553	—	11482	—	—	
—	—	—	—	—	

mmbar	1. August 1901				
	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Peters- burg
1000	0	0	0	0	0
900	874	868	889	880	871
800	1834	1818	1873	1857	1824
700	2903	2872	2969	2942	2897
600	4106	4067	4217	4159	—
500	5508	5459	5671	5556	—
400	7148	7099	7356	7196	—
300	9163	9122	9404	9211	—
200	11747	—	12011	11911	—
100	—	—	—	—	—

5. September 1901					
Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Oso- wer	
0	0	0	0	0	
859	859	847	850	844	
1802	1802	1773	1793	1774	
2860	2852	2804	2855	2805	
4055	4038	3981	4063	—	
5426	5104	—	—	—	
7040	7012	—	—	—	
9014	8986	—	—	—	
11586	—	—	—	—	
—	—	—	—	—	

3. Oktober 1901				
Paris	Strelitz	Berlin	Wien	
0	0	0	0	
853	865	877	880	
1790	1819	1844	1852	
2833	2885	2914	2941	
4010	4089	4122	—	
5355	5491	5524	—	
6924	7118	7177	—	
8832	9118	9225	—	
11428	—	—	—	
15726	—	—	—	

mmbar	7. November 1901				
	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Petersburg
1000	0	0	0	0	0
900	838	841	841	850	820
800	1764	1778	1764	1783	1719
700	2791	2825	2787	2818	2712
600	3950	3998	3942	3995	3818
500	5285	5338	5277	5340	5069
400	6848	6914	6840	6903	6497
300	8739	8855	8690	8786	8256
200	11230	—	11192	—	—
100	—	—	—	—	—

mmbar	5. Dezember 1901				
	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Petersburg
1000	0	0	0	0	0
900	829	817	814	817	811
800	1759	1733	1723	1713	1710
700	2794	2772	2754	2736	2707
600	3907	3945	3918	3895	3849
500	5307	5285	5247	5198	—
400	6889	6854	6804	6723	—
300	8805	8795	8712	—	—
200	11296	—	—	—	—
100	—	—	—	—	—

mmbar	9. Januar 1902			
	Paris	Straßb.	Berlin	Wien
1000	0	0	0	0
900	826	844	820	832
800	1763	1791	1763	1769
700	2802	2837	2813	2827
600	3970	4010	3990	4017
500	5310	5329	5340	5388
400	6873	6886	—	—
300	8764	8777	—	—
200	11243	—	—	—
100	—	—	—	—

mmbar	6. Februar 1902			
	Paris	Straßb.	Berlin	Wien
1000	0	0	0	0
900	832	826	823	838
800	1755	1746	1749	1761
700	2790	2777	2780	2800
600	3958	3954	3939	3959
500	5303	5304	5258	—
400	6890	6886	6776	—
300	—	8827	8675	—
200	—	—	—	—
100	—	—	—	—

mmbar	6. März 1902			
	Paris	Straßb.	Berlin	Wien
1000	0	0	0	0
900	844	835	844	817
800	1781	1772	1777	1737
700	2827	2818	2812	2768
600	4004	3995	3976	3932
500	5339	5335	5305	5261
400	6896	6892	—	—
300	8771	8767	—	—
200	11180	11212	—	—
100	—	—	—	—

mmbar	3. April 1902				
	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Petersburg
1000	0	0	0	0	0
900	847	847	826	844	814
800	1780	1787	1746	1781	1793
700	2826	2822	2773	2827	2692
600	4007	3990	3928	4008	3811
500	5363	5330	5268	5348	5098
400	6964	6906	6876	6917	6603
300	—	8913	8814	—	8841
200	—	—	—	—	—
100	—	—	—	—	—

mmbar	1. Mai 1902				
	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Petersburg
1000	0	0	0	0	0
900	844	832	841	844	829
800	1767	1738	1761	1760	1728
700	2794	2746	2777	2776	2725
600	3953	3874	3919	3922	3845
500	5288	5162	5222	5251	5138
400	6857	6680	6753	—	6656
300	8773	8538	8628	—	8514
200	11334	11017	—	—	—
100	15532	—	—	—	—

mmbar	5. Juni 1902				
	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Petersburg
1000	0	0	0	0	0
900	856	850	862	877	853
800	1793	1797	1866	1847	1790
700	2832	2840	2935	2920	2837
600	4009	4030	4130	4110	4023
500	5365	5391	5496	5466	5384
400	6954	7012	7097	7035	6985
300	8886	—	9046	8934	8942
200	11412	—	11630	11390	11596
100	—	—	15908	—	—

mmbar	3. Juli 1902				
	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Petersburg
1000	0	0	0	0	0
900	853	853	850	856	856
800	1806	1790	1783	1792	1793
700	2875	2848	2814	2842	2836
600	4079	4047	3995	—	—
500	5481	5418	5351	—	—
400	7108	7019	6933	—	—
300	—	9107	—	8882	—
200	11679	—	11513	—	—
100	—	—	—	—	—

mmbar	7. August 1902					4. September 1902					2. Oktober 1902				
	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Petersburg	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Petersburg	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Petersburg
1000	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
900	862	895	873	886	858	868	892	886	883	859	844	848	835	853	808
800	1816	1869	1840	1866	1796	1822	1869	1856	1858	1806	1767	1778	1748	1793	1684
700	2874	2939	2913	2951	2839	2880	2946	2929	2945	2860	2787	2805	2764	2839	2673
600	4067	4134	4121	4163	—	4077	4154	4135	4171	4055	3940	3964	3914	4018	3793
500	5433	5510	5523	5539	—	5456	5551	5532	5584	5426	5264	5293	5243	5379	5065
400	7034	7144	7172	—	—	7080	7197	7185	—	7040	6821	6869	6819	6974	6538
300	8983	9159	9212	—	—	9062	9196	—	—	8997	8762	—	8751	—	8391
200	11544	11848	11947	—	—	11634	—	—	—	—	11381	—	—	—	—
100	—	—	16384	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

mmbar	6. November 1902						4. Dezember 1902							
	Paris	Rom	Bern	Straßb.	Berlin	Wien	Petersburg	Paris	Rom	Straßb.	München	Berlin	Wien	Petersburg
1000	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
900	862	868	853	856	830	838	792	792	847	820	792	786	808	799
800	1812	1815	1796	1816	1760	1758	1668	1674	1770	1733	1698	1662	1711	1685
700	2870	2865	2839	2874	2807	2824	2649	2659	2794	2729	2710	2636	2723	2674
600	4070	—	4012	4047	3982	4023	3769	3779	—	3835	3856	3745	3856	3794
500	5444	—	5357	5392	5335	—	—	5077	—	5091	—	5027	—	5079
400	7071	—	6932	6981	6924	—	—	6608	—	6590	—	6548	—	6604
300	9045	—	8824	8901	8873	—	—	8507	—	8394	—	8452	—	8479
200	11617	—	11187	11403	11498	—	—	11126	—	—	—	11071	—	10958
100	—	—	—	—	15866	—	—	15523	—	—	—	—	—	—

mmbar	9. Januar 1903						5. Februar 1903				5. März 1903			
	Paris	Gosd-lajans	Straßb.	Berlin	Rom	Wien	Paris	Straßb.	Berlin	Wien	Paris	Straßb.	Berlin	Wien
1000	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
900	858	826	851	847	853	838	829	829	835	829	850	842	841	832
800	1801	1752	1798	1784	1803	1781	1762	1766	1758	1742	1783	1768	1762	1752
700	2844	2795	2833	2823	—	2828	2797	2793	2793	2754	2829	2799	2793	2779
600	4012	—	4001	3987	—	4001	3961	3935	—	3900	4006	3963	3959	3943
500	5360	—	5341	5316	—	5338	5301	5249	—	5214	5356	5298	5294	5283
400	6936	—	6923	6879	—	6888	6870	6780	—	6751	6954	6861	6844	6856
300	8844	—	8839	8799	—	8763	8778	8642	—	8584	8911	8765	8744	8772
200	11288	—	11307	11336	—	11231	11269	11121	—	—	11460	11291	11293	—
100	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—



mmbar	2. April 1903							7. Mai 1903						
	Paris	Straßb.	Barmen	Berlin	Rom	Wien	Petersburg	Paris	Zürich	Straßb.	Barmen	Berlin	Wien	Rom
1000	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
900	841	850	850	829	862	832	805	850	847	860	850	856	865	901
800	1764	1776	1776	1735	1795	1742	1701	1773	1767	1791	1773	1793	1812	1885
700	2791	2803	2801	2739	2834	2752	2709	2790	—	2824	2798	2828	2864	2966
600	3946	3967	—	3899	3998	3887	3831	3964	—	3974	3962	3992	4054	—
500	5273	5296	—	5154	5343	5185	5111	5286	—	5291	5297	5327	5417	—
400	6826	6859	—	6662	—	—	6629	6823	—	6835	—	6903	7009	—
300	8713	8767	—	8562	—	—	8520	8698	—	8701	—	8844	8933	—
200	11192	—	—	11204	—	—	11116	11294	—	11238	—	—	11436	—
100	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

mmbar	4. Juni 1903						2. Juli 1903								
	Paris	Zürich	Straßb.	Berlin	Wien	Petersburg	Paris	Bath	Zürich	Rom	Straßb.	Göttingen	Berlin	Wien	Petersburg
1000	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
900	838	853	853	856	871	874	877	874	865	895	892	874	868	874	868
800	1775	1793	1793	1789	1828	1831	1837	1838	1832	1869	1873	1827	1818	1824	1811
700	2825	2851	2847	2828	2890	2881	2914	2915	2917	—	2958	2908	2876	2882	2854
600	4011	4041	4037	4027	4082	4058	4127	4123	4138	—	4171	—	4080	4077	—
500	5367	5397	5398	5404	5484	5414	5529	5500	5551	—	5573	—	5477	5474	—
400	6956	6986	6987	7025	7124	—	7163	7108	7210	—	7207	—	7104	7101	—
300	8888	8918	—	9032	9123	—	9130	9082	9225	—	9266	—	9103	9075	—
200	11391	11420	—	11732	—	—	—	11678	11832	—	11802	—	11745	—	—
100	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

mmbar	6. August 1903							3. September 1903						
	Paris	Bath	Rom	Zürich	Straßb.	Berlin	Wien	Petersburg	Paris	Zürich	Straßb.	Berlin	Wien	Petersburg
1000	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
900	853	874	907	874	862	856	877	862	868	874	889	889	877	862
800	1796	1828	1904	1828	1809	1796	1837	1805	1825	1841	1859	1880	1857	1809
700	2866	2890	—	2894	2867	—	2907	2848	2891	2914	2917	2976	2950	2863
600	4078	4085	—	4098	4066	—	4115	4023	4090	4109	4107	4206	4171	4058
500	5480	5461	—	5500	5463	—	5497	5373	5487	5511	5504	5614	5578	—
400	7120	7088	—	—	7115	—	7131	—	7108	7138	7125	7267	7224	—
300	9119	9087	—	—	9122	—	9138	—	9065	9112	9099	9282	9272	—
200	11703	11683	—	—	11764	—	—	—	11637	11696	11671	11889	11996	—
100	—	—	—	—	—	—	—	—	—	15934	—	—	—	—

mmbar	1. Oktober 1903					
	Paris	Rom	Zürich	Straßb.	Berlin	Wien
1000	0	0	0	0	0	0
900	874	889	859	868	880	868
800	1834	1856	1823	1828	1847	1825
700	2896	2922	2893	2886	2917	2891
600	4091	4135	4101	4081	4121	4099
500	5467	—	5483	5447	5503	5470
400	7088	—	7104	7048	7130	—
300	9045	—	9061	8997	9112	—
200	11575	—	11610	11546	11719	—
100	—	—	—	—	—	—

mmbar	5. November 1903							
	Paris	Rom	Zürich	Straßb.	München	Berlin	Wien	Petersburg
1000	0	0	0	0	0	0	0	0
900	841	865	844	847	847	841	847	835
800	1774	1812	1764	1777	1770	1761	1773	1748
700	2809	2855	2803	2812	2801	2788	2816	2760
600	3977	4032	3980	3980	3974	3943	3989	3902
500	5306	—	5325	5320	5330	5262	5334	5216
400	6869	—	6894	6880	6906	6812	6910	—
300	8769	—	8802	8780	8822	—	8826	—
200	11248	—	11270	11201	11313	—	—	—
100	—	—	—	—	15293	—	—	—

mmbar	3. Dezember 1903						
	Paris	Rom	Zürich	Straßb.	Berlin	Wien	Petersburg
1000	0	0	0	0	0	0	0
900	820	850	823	817	817	823	814
800	1716	1776	1719	1713	1716	1729	1720
700	2709	—	2716	2706	—	2741	2724
600	3829	—	3831	3830	—	3883	3852
500	5122	—	5103	5118	—	5191	5140
400	6659	—	6602	6623	—	6741	6671
300	8542	—	8460	8481	—	8674	8587
200	11062	—	11021	—	—	—	11206
100	—	—	15339	—	—	—	15564

5. Um die Anwendung der Zahlen dieser Tabelle zu veranschaulichen, können wir uns erst den Fall denken, daß die isobarische Fläche in der Atmosphäre, wo der Druck 1000 mmbar beträgt, mit der Meeresoberfläche zusammenfällt. Die Zahlen stellen dann die dynamischen Seehöhen solcher Punkte über den Beobachtungspunkten Paris, Straßburg, Berlin etc. dar, welche den isobaren Flächen 900, 800, . . . , 100 mmbar angehören. Tragen wir deshalb in einer Karte die Zahlen ein, welche einer bestimmten dieser Isobarenflächen angehören, so können wir eine topographische Karte dieser Isobarenfläche entwerfen, wo die Erhöhungen und Vertiefungen in dynamischen Metern angegeben sind.

Fällt die Isobarenfläche  $p = 1000$  mmbar nicht mit der Meeresoberfläche zusammen, so gibt die gezeichnete Karte nicht mehr die absolute, sondern die relative Topographie der betreffenden Fläche, bezogen auf die Isobarenfläche  $p = 1000$  mmbar.

6. Die Topographie dieser Fläche,  $p = 1000$  mmbar, muß besonders ermittelt werden. Und dieses geschieht ohne Schwierigkeit, wenn man die in der traditionellen Weise gezeichnete Isobarenkarte für das Meeresniveau zu Verfügung hat. In der Tat, eine solche Karte, welche mit Isobarenkurven von fünf zu fünf mm Hg gezeichnet ist, stellt in großer Annäherung die Topographie der 1000 mmbar Karte dar, und zwar durch Kurven, welche Niveauunterschieden

von je 50 dynamischen Metern entsprechen. Um zu der genauen Karte überzugehen, hat man nur an den Isobarenkurven ganz kleine Korrekturen anzubringen, die man aus der Tabelle II ersieht. Wie aus dieser Tabelle ersichtlich, fällt die Kurve des Niveaus „Null“

Tabelle II.

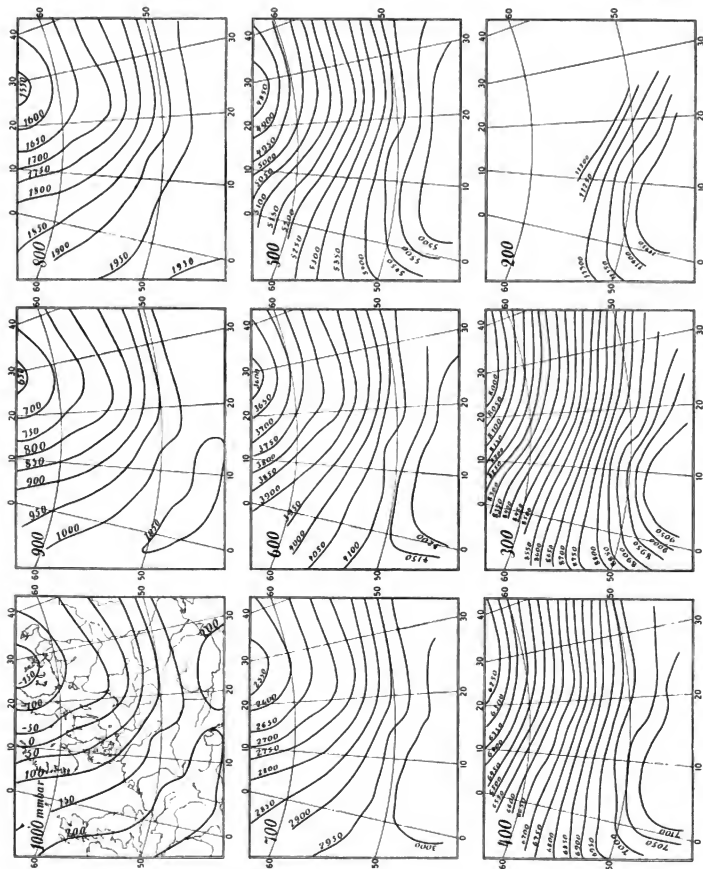
Hilfstablelle zur Ermittlung der Topographie der Isobarenfläche  $p \approx 1000$  mmbar.

Dynamische Meter	Temperatur in Celsiusgrade								
	-40	-30	-20	-10	0	10	20	30	40
-400	707	708	710	711	713	714	715	717	718
-350	712	713	715	716	717	718	720	721	722
-300	717	718	720	721	722	723	724	725	726
-250	723	724	725	725	726	727	728	729	730
-200	728	729	730	730	731	732	733	733	734
-150	734	734	735	735	736	736	737	737	738
-100	739	740	740	740	741	741	741	742	742
-50	745	745	745	745	745	746	746	746	746
0	750	750	750	750	750	750	750	750	750
50	756	755	755	755	755	755	755	754	754
100	761	761	760	760	760	759	759	759	758
150	767	766	766	765	765	764	764	763	762
200	773	772	771	770	770	769	768	767	767
250	778	777	776	776	775	774	773	772	771
300	784	783	782	781	780	779	777	776	775
350	790	789	788	786	785	783	782	781	779
400	796	795	793	792	790	788	787	785	784

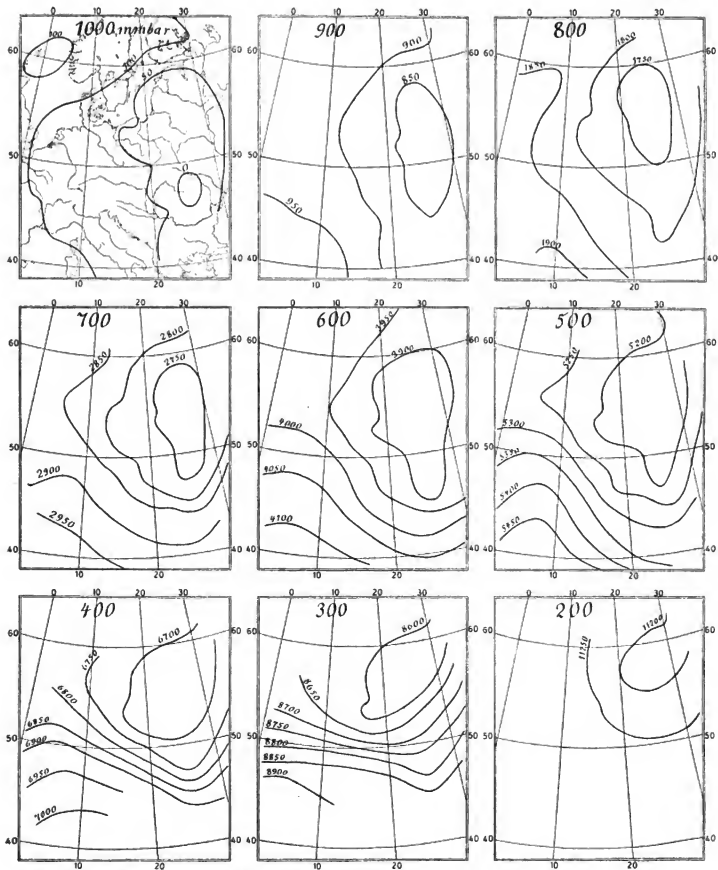
immer mit der Isobarenkurve 750 mm Hg zusammen (eigentlich 750,06). Die Kurve, welche z. B. das Niveau von 100 dynamischen Metern angibt, fällt bei der Temperatur  $-10^{\circ}$  mit der Isobare 760 mm Hg zusammen, geht aber bei etwa  $-30^{\circ}$  durch die Punkte, wo der Druck 761 mm Hg beträgt, und bei  $+20^{\circ}$  durch die Punkte, wo der Druck 759 beträgt, und so weiter. Hat man deshalb neben der Isobarenkarte die zugehörige Isothermenkarte liegen, so kann man gleich unter Benutzung der Tabelle die verlangte topographische Karte der Isobarenfläche  $p = 1000$  mmbar zeichnen.

Diese Hilfstablelle ist in leicht verständlicher Weise berechnet unter der Voraussetzung, daß die Feuchtigkeit der Luft  $70\%$  beträgt, und daß der Temperaturgradient in der in Frage kommenden Luftschicht  $0,5^{\circ}$  C pro hundert Meter beträgt.

7. Hat man somit die Topographie der Isobarenfläche  $p=1000$  mmbar erhalten, so kann man gleich die Topographie der übrigen Flächen finden, indem man die bekannte Superpositions-konstruktion anwendet. Man zeichnet in dieselbe Karte die beiden Kurvensysteme ein, welche die absolute Topographie der Fläche  $p = 1000$  und die relative Topographie z. B. der Fläche  $p = 800$  mmbar darstellen. Das eine System von Diagonalkurven dieser beiden Kurvensysteme gehört dann den gesuchten Niveaueurven an, welche die absolute Topographie der Niveaueurvenfläche  $p = 800$  mmbar darstellen. Um das Zeichnen unnötig vieler Kurvensysteme zu vermeiden, kann man natürlich auch auf einander gelegte Blankette benutzen, wobei diese entweder auf Pauspapier gedruckt sein müssen oder auf eine Glasplatte gelegt und von hinten beleuchtet werden.



Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre, Band II, Heft 1.  
 Zu V. Bjerknes und J. W. Sandström, Hilfsgrößen zur Berechnung der Druckverteilung  
 in der Atmosphäre an den internationalen Tagen 1900-1909.



Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre, Band II, Heft 1.  
 Zu V. Bjerknes und J. W. Sanders, Hilfegrößen zur Berechnung der Druckverteilung  
 in der Atmosphäre an den Internationalen Tagen 1900-1903.

Verlag von Karl J. Trübner in Straßburg.

Anstatt diesen graphischen Weg zu beschreiten, hätte man natürlich auch die Niveauewerte der 1000 mmbar-Fläche zu den entsprechenden Zahlen der Tabelle I addieren können, um mit Hilfe dieser Zahlen direkt die Karten zu zeichnen, welche die absolute Topographie der isobarischen Flächen geben. Das wäre aber nur ein Nachteil. Denn die Kurvensysteme, welche die relative Topographie geben, sind immer verhältnismäßig einfach und lassen sich deshalb mit relativ großer Sicherheit über den Bereich des Beobachtungsgebietes hinaus verlängern. Durch Superposition auf die in voller Ausdehnung bekannte 1000 mmbar-Karte erhält man deshalb die mit Willkür am wenigsten behaftete Extrapolation, die zu erreichen ist.

8. Als Beispiel sind in Tafel I die Karten mitgeteilt, welche die Topographie der Isobarenflächen am „Internationalen Tage“ vom 7. November 1901 darstellen. Die allgemeine Wetterlage war folgende. Eine ausgeprägte Cyklone über Nordeuropa mit Centrum in Finland (735 mm Hg), und ein Hochdruckgebiet über West- und Südeuropa (770 mm Hg) über England und über der Balkanhalbinsel. Die 1000 mmbar-Fläche weist Niveauunterschiede bis zu 350 dynamischen Metern auf. Im übrigen ist sie in großer Ausdehnung eine rein theoretische Fläche, welche unter der Erdoberfläche verläuft. Sie entspricht insofern den auch in großer Ausdehnung rein theoretischen Karten, wo der Druck auf das Meeresniveau reduziert ist. Mit steigender Höhe nimmt die Neigung der Isobarenflächen stetig zu, so daß die vorletzte Isobarenfläche Niveauunterschiede von mehr als 1000 dynamischen Metern aufweist. Diese zunehmende Neigung der Isobarenflächen mit der Höhe ist eine Erscheinung, welche man sehr oft findet, wenn man das ganze Material von Karten der Isobarenflächen an den internationalen Tagen durchmustert.

Bis zu der untersuchten Höhe hat also die Cyklone ein kaltes Centrum und lebt demnach auf Kosten ihrer früher erworbenen kinetischen Energie fort. Die oberste Karte, wenn sie zuverlässig ist, scheint auf eine beginnende Abflachung der Isobarenflächen hinzudeuten, vom größeren spezifischen Volumen der Luft im Cyklonencentrum herrührend. Dieses mag der Anfang der überliegenden Cyklone mit warmem Centrum sein. <sup>1)</sup>

Wenn diese Karten in gewöhnlichen Metern anstatt in dynamischen Metern gezeichnet wären, so hätten sie ihr allgemeines Aussehen ganz und gar beibehalten. Mit Rücksicht auf die Anschaulichkeit des Bildes und damit auf die wesentlich auf der Anschaulichkeit begründeten qualitativen Untersuchungen, ist es deshalb ganz gleichgültig, ob gewöhnliche oder dynamische Meter angewendet werden. Die in dynamischen Metern gezeichneten Karten haben den Vorteil, daß sie erstens auf weniger beschwerliche Weise erhalten werden und zweitens in der Anwendung bequemer sind, sobald es sich um tiefere quantitative Studien der atmosphärischen Dynamik handelt. Auf solche soll hier nicht eingegangen werden. Es sei nur beispielsweise hervorgehoben, daß die Kurven der in dynamischen Metern gezeichneten Karten wirkliche Niveaulinien sind. Längs derselben hat weder die Schwerkraft noch der Gradient eine Komponente. Sind die Niveaulinien für jedes dynamische Dezimeter gezeichnet, so weiß man z. B. weiter, daß eine unter der Wirkung des herrschenden horizontalen Gradienten bewegte Masseneinheit der Luft ihre lebendige Kraft um eine Einheit  $\left(\frac{\text{Meter}^2}{\text{Sekunde}^2}\right)$  verändert beim Passieren einer jeden Linie. Für jede Linie auf den Karten der Tafel I nimmt sie deshalb um 500 Einheiten zu. Sind dagegen die Karten in gewöhnlichen Metern gezeichnet, so muß man immer lastige Zahlenfaktoren mitschleppen und für die Abweichung der Kurven von den wirklichen Niveaulinien korrigieren.

Tafel II stellt in ähnlicher Weise die Isobarenflächen am „Internationalen Tage“ vom 2. April 1903 dar. Der Druck an der Erdoberfläche war an diesem Tage sehr gleichmäßig. Im

<sup>1)</sup> Vergleich J. W. Sandström: Temperatur und Luftbewegung, Met. Zeitschr. 1902 p. 161.

allgemeinen war der Luftdruck im Westen etwas höher, ca. 760 mm, östlich etwas tiefer, mit einem Minimum von ca. 750 mm über Ungarn. Zwischen dem Tief- und dem Hochdruckgebiet verlaufen die Isobaren im großen und ganzen nord-südlich. Die 1000 mmbar-Fläche zeigt folglich nur kleine Niveauunterschiede, kaum 100 dynamische Meter überschreitend. Die Niveaulinien laufen im allgemeinen nord-südlich, eine Senkung der Fläche gegen Osten anzeigend. Mit steigender Höhe zeigen die Isobarenflächen zunehmende Niveauunterschiede und gleichzeitig eine fortschreitende Umlagerung des Druckes an. Die Niveaukurven laufen nämlich immer mehr ost-westlich, Neigung der Flächen gegen Norden anzeigend.

Beispielen solcher Umlagerungen des Druckes mit der Höhe begegnet man auch nicht selten.

## II. Praktische Berechnung der Hilfsgrößen.

9. Den Potentialunterschied zweier Punkte, welche die Drucke  $p_a$  und  $p_b$  haben, findet man nach der hydrostatischen Fundamentalformel (4, a) durch Berechnung des Integrales

$$V_a - V_b = \int_a^b v \, dp.$$

Nach dem Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetze ist

$$v = \frac{RT}{p},$$

wo  $T$  die absolute Temperatur, und  $R$  die Gaskonstante ist. Setzt man dieses ein, und nimmt für die Strecke zwischen  $a$  und  $b$  den Mittelwert  $T_{a,b}$  der Temperatur<sup>1)</sup> außerhalb des Integralzeichens, so ergibt sich nach unmittelbarer Integration

$$V_a - V_b = RT_{a,b} \log \text{nat} \frac{p_a}{p_b}.$$

Die in mmbar ausgedrückte Gaskonstante beträgt  $R = 2870$ . Führt man gleichzeitig die Briggischen Logarithmen und die auf Celsiusgrade bezogene Temperatur  $T_{a,b} = t_{a,b} + 273$  ein, so ergibt sich

$$V_a - V_b = 66.1 (t_{a,b} + 273) \log_{10} \frac{p_b}{p_a}.$$

Das Dezimalkomma ist so angebracht, daß man das Resultat in dynamischen Metern erhält.

Dieser Potentialunterschied  $V_a - V_b$ , in dynamischen Metern ausgedrückt, ist in der Tabelle III niedergelegt für Druckintervalle von je hundert mmbar, und für alle ganzen Grade von  $-80^\circ$  bis  $+30^\circ$  C. In der Kolonne, z. B. zwischen den Vertikalstrichen, welche 600 und 700 überschrieben sind, und in der Zeile  $t = -12^\circ$  steht die Zahl 1155. Dieses besagt: wenn die Luftschicht zwischen den isobaren Flächen  $p = 700$  und  $p = 600$  mmbar die mittlere Temperatur  $-12^\circ$  C hat, so beträgt die Mächtigkeit dieser Schicht 1155 dynamische Meter.

10. Das folgende Beispiel zeigt, wie man mit Hilfe dieser Tabelle die in der Tabelle I aufgeführten Zahlen berechnet.

<sup>1)</sup> Will man volle Genauigkeit erreichen, so benützt man anstatt der wirklichen Temperatur die von *Guldberg* und *Mohr* definierte „virtuelle Temperatur“, indem man an der wirklichen Temperatur eine Korrektion anbringt, welche dem Einfluß der Feuchtigkeit auf das spezifische Volumen der Luft entspricht. Bei der Berechnung der Zahlen der Tabelle I ist in der Tat diese Korrektion angebracht worden. Der Einfluß zeigt sich aber im allgemeinen bedeutend geringer als der Einfluß der Instrumentalfehler. Die praktische Ausführung dieser Korrektion, welche im übrigen ganz einfach ist, soll deshalb bei dieser Gelegenheit unerörtert bleiben.

Tabelle III.

Die Mächtigkeit isobarer Schichten von je 100 mbar, ausgedrückt in dynamischen Metern.

	mbar								mbar								
	100	200	300	400	500	600	700	800	300	400	500	600	700	800	900	1000	
-80° C.	3840	—	—	—	—	—	—	—	-25° C.	2048	1589	1208	1007	951	839	750	
-79	3860	—	—	—	—	—	—	—	-24	2056	1595	1203	1002	955	842	753	
-78	3880	—	—	—	—	—	—	—	-23	2065	1601	1209	1006	958	845	756	
-77	3900	—	—	—	—	—	—	—	-22	2073	1608	1214	1011	962	849	759	
-76	3920	—	—	—	—	—	—	—	-21	2081	1614	1219	1015	966	852	762	
-75	3940	2305	—	—	—	—	—	—	-20	2089	1621	1224	1020	970	855	765	
-74	3960	2316	—	—	—	—	—	—	-19	2098	1627	1229	1024	974	859	768	
-73	3980	2328	—	—	—	—	—	—	-18	2106	1634	1235	1028	978	862	771	
-72	4000	2340	—	—	—	—	—	—	-17	2114	1640	1240	1033	981	866	774	
-71	4019	2351	—	—	—	—	—	—	-16	2123	1646	1245	1037	985	869	777	
-70	4039	2363	1677	—	—	—	—	—	-15	—	1653	1250	1042	989	872	780	
-69	4059	2374	1685	—	—	—	—	—	-14	—	1659	1256	1046	993	876	783	
-68	4079	2386	1693	—	—	—	—	—	-13	—	1666	1261	1050	997	879	786	
-67	4099	2398	1701	—	—	—	—	—	-12	—	1672	1266	1055	1000	883	789	
-66	4119	2409	1709	—	—	—	—	—	-11	—	1678	1271	1059	1004	886	792	
-65	4139	2421	1718	—	—	—	—	—	-10	—	1685	1276	1064	1008	889	796	
-64	4159	2433	1726	—	—	—	—	—	-9	—	1691	1282	1068	1012	893	799	
-63	4179	2444	1734	—	—	—	—	—	-8	—	1698	1287	1073	1016	896	802	
-62	4199	2456	1743	—	—	—	—	—	-7	—	1704	1292	1077	1020	899	805	
-61	4218	2468	1751	—	—	—	—	—	-6	—	1710	1297	1082	1024	903	808	
-60	4238	2479	1759	1364	—	—	—	—	-5	—	—	1403	1086	1027	906	811	
-59	4258	2491	1767	1371	—	—	—	—	-4	—	—	1408	1090	1031	910	814	
-58	4278	2503	1776	1377	—	—	—	—	-3	—	—	1413	1095	1035	913	817	
-57	4298	2514	1784	1384	—	—	—	—	-2	—	—	1418	1099	1039	916	820	
-56	4318	2526	1792	1390	—	—	—	—	-1	—	—	1424	1104	1043	920	823	
-55	4338	2537	1800	1396	—	—	—	—	0	—	—	1429	1208	1047	923	826	
-54	4358	2549	1809	1403	—	—	—	—	1	—	—	1434	1212	1050	926	829	
-53	4378	2561	1817	1409	—	—	—	—	2	—	—	1439	1217	1054	930	832	
-52	4398	2572	1825	1416	—	—	—	—	3	—	—	1445	1221	1058	933	835	
-51	4417	2584	1833	1422	—	—	—	—	4	—	—	1450	1226	1062	937	838	
-50	4437	2596	1842	1428	1167	—	—	—	5	—	—	—	1230	1066	940	841	
-49	4457	2607	1850	1435	1172	—	—	—	6	—	—	—	1235	1070	943	844	
-48	4477	2619	1858	1441	1178	—	—	—	7	—	—	—	1239	1073	947	847	
-47	4497	2631	1866	1448	1183	—	—	—	8	—	—	—	1244	1077	950	850	
-46	4517	2642	1875	1454	1188	—	—	—	9	—	—	—	1248	1081	954	853	
-45	4537	2654	1883	1460	1193	—	—	—	10	—	—	—	—	1252	1085	957	856
-44	4557	2666	1891	1467	1198	—	—	—	11	—	—	—	—	1257	1089	960	859
-43	4577	2677	1900	1473	1204	—	—	—	12	—	—	—	—	1261	1093	964	862
-42	4597	2689	1908	1480	1209	—	—	—	13	—	—	—	—	1266	1096	967	865
-41	4616	2700	1916	1486	1214	—	—	—	14	—	—	—	—	1270	1100	970	868

\*.



	mmbar								mmbar							
	100	200	300	400	500	600	700		800	300	400	500	600	700	800	900
— 40° C.	4636	2712	1924	1493	1220	1031	—	15° C.	—	—	—	—	1104	974	871	
— 39	4656	2724	1932	1499	1225	1035	—	16	—	—	—	—	1108	977	874	
— 38	4676	2735	1941	1505	1230	1040	—	17	—	—	—	—	1112	981	877	
— 37	4696	2747	1949	1512	1235	1044	—	18	—	—	—	—	1116	984	880	
— 36	4716	2759	1957	1518	1240	1049	—	19	—	—	—	—	1119	987	883	
— 35	—	2770	1966	1525	1246	1053	—	20	—	—	—	—	—	991	886	
— 34	—	2782	1974	1531	1251	1058	—	21	—	—	—	—	—	994	889	
— 33	—	2794	1982	1537	1256	1062	—	22	—	—	—	—	—	997	892	
— 32	—	2805	1990	1544	1261	1066	—	23	—	—	—	—	—	1001	895	
— 31	—	2817	1999	1550	1267	1071	—	24	—	—	—	—	—	1004	898	
— 30	—	2828	2007	1557	1272	1075	932	25	—	—	—	—	—	—	901	
— 29	—	2840	2015	1563	1277	1080	935	26	—	—	—	—	—	—	904	
— 28	—	2852	2023	1569	1282	1084	939	27	—	—	—	—	—	—	907	
— 27	—	2863	2032	1576	1288	1088	943	28	—	—	—	—	—	—	910	
— 26	—	2875	2040	1582	1293	1093	947	29	—	—	—	—	—	—	913	

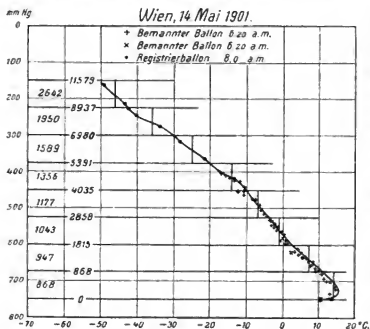
Am 14. Mai 1901 stiegen von Wien aus zwei bemannte Ballons um 6<sup>h</sup> 20', und ein Registrierballon um 8<sup>h</sup> 4' a. m. Nach den angestellten Beobachtungen sollen die Hilfsgrößen für eine Vertikale durch Wien um 8 a. m. berechnet werden.

Die registrierten Temperaturen werden erst für die Trägheit der Instrumente korrigiert,

entsprechend den Tabellen IV, wie dies in dem entsprechenden Abschnitte weiter unten auseinandergesetzt werden soll. Die korrigierten Temperaturen werden dann auf ein Stück Millimeterpapier von der Größe eines Quadratdezimeters eingetragen, und zwar die Temperaturen als Abszissen (1° C = 1 mm), und die Drucke als Ordinaten (10 mm Hg = 1 mm), wie es die beigefügte Figur zeigt. Die Beobachtungen der ersten bemannten Fahrt sind hier durch gerade Kreuze, diejenigen der zweiten durch schräge Kreuze und diejenigen des Registrierballons durch Punkte bezeichnet.

Mit Hilfe dieser Punkte wird dann eine Kurve gezeichnet, welche die Temperaturverteilung

als Funktion des Druckes um 8 a. m. darstellen soll. Dabei muß natürlich, je nach den Umständen, den verschiedenen Beobachtungen verschiedener Wert beigelegt werden. Solange die Beobachtungen der bemannten Ballons vorliegen, richtet sich die Kurve natürlich



vornehmlich nach denselben. Selbstverständlich muß auch darauf Rücksicht genommen werden, wie lange Zeit vor oder nach 8 Uhr die verschiedenen Beobachtungen angestellt sind. Der obere Teil der Kurve kann nur nach den Aufzeichnungen des Registrierballons gezeichnet werden. Will man größere Genauigkeit erreichen, so zeichnet man die so festgelegte Kurve zu einer Kurve der „virtuellen Temperatur“ um. Die ausgezogene Kurve der Figur 1 ist eine solche Kurve der virtuellen Temperatur. Man sieht, wie wenig die Korrektur ausmacht. Fast überall geht die Kurve durch die Punkte der abgelesenen Temperaturen, nur im untersten Teil liegt sie ein wenig rechts von denselben.

Wenn so der Verlauf der Temperaturkurve festgelegt ist, zeichnet man die horizontalen Geraden ein, welche den Drucken von 1000, 900, 800, ... 100 mm bar entsprechen. Wie diese zu ziehen sind, erhellt aus der Tabelle:

1000	900	800	700	600	500	400	300	200	100	mmbar
750	675	600	525	450	375	300	225	150	75	mmHg

Nachher kann man nach Augenmaß auf einen ganzen Grad genau die Mitteltemperaturen der einzelnen Schichten zwischen diesen Isobarenflächen herausnehmen, indem man die Kurvenstücke zwischen je zwei der gezeichneten Horizontalen durch vertikale Linienstücke ersetzt. Die gefundenen Mitteltemperaturen sind so

$$t_{1000,000} = 14^{\circ}, \quad t_{900,800} = 7^{\circ}, \quad t_{600,500} = -1^{\circ}, \quad \dots$$

Mit diesen Werten der Temperatur geht man in die Tabelle III ein und liest die Mächtigkeit der betreffenden isobaren Schichten ab. Die gefundenen Zahlen, 868, 947, 1043 ... sind in den entsprechenden Schichten des Diagrammes eingeschrieben. Durch Addition erhält man die Zahlen 868, 1815, 2858, ... , welche die Höhen der Isobarenflächen 900, 800, 700, ... über der Isobarenfläche 1000 in dynamischen Metern angeben, und welche auf den entsprechenden horizontalen Geraden in Diagramme eingeschrieben sind. Dieses sind die Zahlen, welche in der Tabelle I für den Internationalen Tag vom 14. Mai 1901, Kolonne Wien, aufgeführt sind.

### III. Bemerkungen über die Korrektur der Thermographen wegen der Trägheit.

11. Wenn ein Thermograph rasch durch die Luft aufsteigt, zeigt er in jeder Höhe die Temperatur an, welche in einem etwas tieferen Niveau herrschte. Wenn er rasch absteigt, zeigt er die Temperatur an, welche in einem etwas höheren Niveau herrschte. Nun kennt man fast nie die Höhen, sondern nur die gleichzeitig registrierten Drucke. Und zwar sind die Barographen mit einer ähnlichen Trägheit wie die Thermographen behaftet. Durch Zufall könnte es deshalb eintreffen, daß der Barograph die Drucke derjenigen Stellen registrierte, deren Temperaturen der Thermograph angab: infolge einer Kompensation der Fehler würden dann die registrierten Temperaturen und Drucke die wirklich zusammengehörigen Werte dieser Größen geben.

Da aber Thermograph und Barograph ganz verschieden gebaute Instrumente sind, und da ihre Trägheiten auf ganz verschiedenen Ursachen, nämlich Wärmeleitung einerseits und elastische Nachwirkung andererseits, beruhen, so würde eine vollständige Kompensation nur infolge eines höchst unwahrscheinlichen Zufalles eintreten können. Im allgemeinen muß man mit einer relativen Trägheit des einen Instrumentes in bezug auf das andere rechnen, und voraussichtlich wird diese relative Trägheit keinem einfachen Gesetze folgen, so daß man nicht erwarten darf, mit Korrekturen auszukommen, welche man einfach proportional den von den Instrumenten pro Zeiteinheit erlittenen Temperatur- oder Druckänderungen setzt.

Die relative Trägheit, worauf es ja ankommt, muß man durch Laboratoriumsversuche ermitteln, indem man die absolute Trägheit einerseits des Barographen und andererseits des

Thermographen bestimmt, und daraus die relative Trägheit für die gleichzeitig registrierenden Instrumente berechnet. Bis dahin kann man nur hoffen, durch statistische Bearbeitung der zusammengehörigen Registrierungen, welche je ein Barograph und ein Thermograph bei einer Hochfahrt gegeben haben, die dieser Instrumentenkombination eigene relative Trägheit zu finden.

12. Untersucht man die Fälle, wo die Registrierungen sowohl beim Auf- als beim Abstieg publiziert sind (welches leider nur selten der Fall ist!), und sieht man dabei von den unteren Schichten mit ihren Komplikationen wie Temperaturinversion, tägliche Temperaturschwankung, große Feuchtigkeit etc. ab, so findet sich, daß für denselben Druck beim Abstieg immer eine niedrigere Temperatur als beim Aufstieg registriert ist. Daß dieses nicht etwa auf Feuchtigkeitsniederschlag auf dem absteigenden Instrumente beruhen kann, davon überzeugt man sich durch Berechnung des Taupunktes. Es muß deshalb geschlossen werden, daß die Trägheit des Thermographen diejenige des Barographen stets überwiegt. Es ist also natürlich, die Korrektion an den registrierten Temperaturen anzubringen, obgleich es theoretisch auch statthaft wäre, die registrierten Drucke zu korrigieren. Denn alles was man erzielen kann und am Ende auch nur will, ist, die zusammengehörigen Druck- und Temperaturwerte zu ermitteln.

Indem wir also übereinkommen, die Korrektionen an den registrierten Temperaturen anzubringen, und als Argumente die pro Zeiteinheit von je zwei Minuten von den Instrumenten erlittenen Temperaturänderungen  $\Delta t$  und Druckveränderungen  $\Delta p$  benutzen, wird es unsere Aufgabe sein, die Funktion zweier Variablen

$$(a) \quad \tau = F \left( \frac{\Delta t}{2 \text{ min}}, \frac{\Delta p}{2 \text{ min}} \right)$$

nach den Beobachtungen zu bestimmen. Das zur Verfügung stehende Material ist aber allzu klein, um eine Funktion zweier Variablen zu bestimmen. Da jedoch die Trägheit des Thermographen diejenige des Barographen immer überwiegt, können wir schließen, daß die Funktion  $F$  bedeutend stärker mit der Variablen  $\frac{\Delta t}{2 \text{ min}}$  als mit der Variablen  $\frac{\Delta p}{2 \text{ min}}$  sich verändert. Eine erste Annäherung ist deshalb möglich, indem wir, unter Einführung eines neuen Funktionszeichens, die letztere Variable fortlassen. Also

$$(b) \quad \tau = f \left( \frac{\Delta t}{2 \text{ min}} \right).$$

Diese Funktion läßt sich nun bestimmen durch statistische Bearbeitung derjenigen Fahrten, wo die Registrierungen sowohl beim Auf- wie beim Abstiege publiziert sind. Man geht dabei von der selbstverständlichen Voraussetzung aus, daß die Temperatur während der Zeit, wo das Instrument denselben Punkt beim Auf- und beim Abstieg passiert, ebenso oft zu als abgenommen hat. Die Registrierungen in den unteren Schichten, wo sich die tägliche Temperaturperiode merklich macht, benützt man nicht.

Es sei nun bei demselben Druck  $p$  im Aufstiege die Temperatur  $t_1$  und im Abstiege die Temperatur  $t_2$  registriert. Die Temperaturdifferenz  $t_1 - t_2$  ist dann gleich der Summe der beiden Korrektionen  $\tau_1$  und  $\tau_2$ , welche im betreffenden Punkte beim Aufstieg, beziehungsweise beim Abstieg, angebracht werden sollen

$$(c) \quad \tau_1 + \tau_2 = t_1 - t_2.$$

Aus den publizierten Ziffern findet man gleich die beiden Argumentwerte

$$\frac{\Delta t_1}{2 \text{ min}} \text{ und } \frac{\Delta t_2}{2 \text{ min}}$$

Die Gleichung (c) bestimmt jedoch noch nicht die einzelnen Funktionswerte

$$\tau_1 = f\left(\frac{\Delta t_1}{2 \text{ min}}\right) \text{ und } \tau_2 = f\left(\frac{\Delta t_2}{2 \text{ min}}\right).$$

In zwei Fällen darf man aber einfach

$$(d) \quad \tau = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2} = f\left(\frac{\Delta t_1 + \Delta t_2}{2 \text{ min}}\right)$$

setzen, welche auch die Funktion  $f$  sei. Dieses wird dann erlaubt sein, wenn  $\Delta t_1 = \Delta t_2$ , so daß das Instrument den betreffenden Punkt beim Auf- und beim Abstiege mit derselben Geschwindigkeit passiert hat. Mit anderen Worten, man kann die Funktion  $f$  bestimmen, wenn man über ein so großes Beobachtungsmaterial verfügt, daß man hinlänglich viele Punkte finden kann, welche beim Auf- und beim Abstiege mit gleicher (oder nahezu gleicher) Geschwindigkeit passiert sind. Andererseits kann man aber ohne Rücksicht auf die Werte von  $\Delta t_1$  und  $\Delta t_2$ , die Gleichung (d) auch dann als richtig betrachten, wenn sich die Relation zwischen  $\tau$  und  $\frac{\Delta t}{2 \text{ min}}$  auf eine einfache Proportionalität reduziert.

Indem wir also voraussetzen, daß entweder die Funktion  $f$  nicht weiter von einfacher Proportionalität, oder die Temperaturzuwächse  $\Delta t_1$  und  $\Delta t_2$  nicht weiter von Gleichheit entfernt sind, als daß man die Gleichung (d) als eine erste Approximation anwenden dürfte, haben wir die folgenden Korrektortabellen für acht verschiedene Thermographen berechnet. Genauere Angaben über den gleichzeitig angewendeten Barographen fehlen leider meistens.

Wenn man diese Korrektur in solchen Fällen anbringt, wo sowohl der aufsteigende als der absteigende Kurvenast vorliegen, sieht man, daß beide Äste einander bedeutend näher rücken, und zwar ist dieses der Fall, selbst wo Temperaturinversionen auftreten. Weiter sieht man, daß die Temperaturmaxima und -Minima schärfer ausgeprägt werden, wie dies auch zu erwarten war, da die Trägheit des Instrumentes alle Eigentümlichkeiten dieser Art abstumpfen muß.

13. Sehr zu wünschen wäre es, wenn diese Frage von der relativen Trägheit der Thermographen und Barographen einer genaueren Untersuchung unterworfen werden könnte, sei es auf Grundlage von Laboratoriumsversuchen, sei es eines größeren statistischen Materiales mit genauen Angaben über die verwendeten Instrumente.<sup>1)</sup>

Von außerordentlichem Vorteil wäre es auch, wenn gemeinschaftliche Vergleichen sämtlicher bei den internationalen Fahrten zu verwendenden Instrumente vorgenommen werden könnten. Wenn es sich um die synoptische Bearbeitung der Ergebnisse dieser Fahrten handelt, ist die Einheitlichkeit der Instrumentangaben das wichtigste. Ein bei allen Instrumenten gemeinschaftlich vorhandener systematischer Fehler schadet wenig, während verschiedenartige Fehler verschiedener Instrumente das Resultat der synoptischen Bearbeitung ganz illusorisch machen können. Wenn man die synoptischen Karten sämtlicher internationalen Tage mit Hilfe der Tabelle I zeichnet, besonders diejenigen für das oberste Niveau, wo sich die Fehler auf ihre größten Beträge aufsummiert haben, so bemerkt man oft, wie sich in verdächtiger Weise Cyclonen oder Anticyklonen über einzelnen Stationenlagern, und es liegt nahe zu vermuten, daß die Ursache auf dem Unterschied der Instrumentfehler bei diesen gegen die umliegenden Stationen beruht.

<sup>1)</sup> Anm. d. Red.: Trägheitsversuche über Thermometer sind sowohl von H. Hergesell als von A. de Quervain angestellt worden. In der zuletzt genannten Arbeit ist auch Bezug auf die Trägheit des Barometers genommen worden. Siehe Met. Zeitschrift 1898 p. 303 und diese Zeitschrift Bd. I p. 163.

Tabelle IV.

Korrektion der Thermographen wegen der Trägheit.

Bimettallischer isolierter Thermograph Teisserenc  
de Bort, großes Modell.

$\frac{\Delta t}{2 \text{ min}}$	Zehntel									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,7	0,8
1	0,9	0,9	1,0	1,1	1,2	1,2	1,3	1,3	1,4	1,4
2	1,5	1,5	1,6	1,6	1,7	1,7	1,7	1,8	1,8	1,9
3	1,9	1,9	2,0	2,0	2,0	2,1	2,1	2,1	2,2	2,2
4	2,2	2,2	2,3	2,3	2,3	2,3	2,4	2,4	2,4	2,4
5	2,4	2,4	2,4	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,6	2,6
6	2,6	2,6	2,6	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7	2,8	2,8
7	2,8	2,8	2,8	2,9	2,9	2,9	2,9	2,9	3,0	3,0
8	3,0	3,0	3,0	3,1	3,1	3,1	3,1	3,1	3,2	3,2
9	3,2	3,2	3,2	3,3	3,3	3,3	3,3	3,3	3,4	3,4

Bimettallischer isolierter Thermograph Teisserenc  
de Bort, kleines Modell.

$\frac{\Delta t}{2 \text{ min}}$	Zehntel									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	0,0	0,0	0,1	0,2	0,2	0,3	0,4	0,4	0,5	0,5
1	0,6	0,6	0,7	0,7	0,8	0,8	0,8	0,9	0,9	1,0
2	1,0	1,0	1,1	1,1	1,2	1,2	1,2	1,3	1,3	1,4
3	1,4	1,4	1,4	1,5	1,5	1,5	1,6	1,6	1,6	1,7
4	1,7	1,7	1,7	1,8	1,8	1,8	1,8	1,8	1,9	1,9
5	1,9	1,9	2,0	2,0	2,0	2,0	2,1	2,1	2,1	2,2
6	2,2	2,2	2,2	2,3	2,3	2,3	2,4	2,4	2,4	2,5
7	2,5	2,5	2,5	2,6	2,6	2,6	2,7	2,7	2,7	2,8
8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,9	2,9	2,9	2,9	3,0	3,0
9	3,0	3,0	3,0	3,1	3,1	3,1	3,1	3,1	3,2	3,2

Thermograph Teisserenc de Bort in Petersburg  
und Wien.

$\frac{\Delta t}{2 \text{ min}}$	Zehntel									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	0,0	0,1	0,1	0,2	0,2	0,3	0,4	0,4	0,5	0,5
1	0,6	0,7	0,7	0,8	0,8	0,9	0,9	1,0	1,0	1,1
2	1,1	1,2	1,2	1,3	1,3	1,4	1,5	1,5	1,6	1,6
3	1,7	1,8	1,8	1,9	2,0	2,1	2,2	2,3	2,4	2,5
4	2,6	2,6	2,7	2,7	2,7	2,8	2,8	2,8	2,8	2,9
5	2,9	2,9	2,9	2,9	2,9	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0
6	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	2,9	2,9	2,9	2,9
7	2,9	2,9	2,9	2,9	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,7
8	2,7	2,7	2,7	2,7	2,6	2,6	2,6	2,6	2,5	2,5
9	2,5	2,5	2,5	2,4	2,4	2,4	2,4	2,4	2,3	2,3

Thermograph Teisserenc de Bort in Straßburg.

$\frac{\Delta t}{2 \text{ min}}$	Zehntel									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	0,0	0,1	0,2	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
1	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9	2,0
2	2,1	2,2	2,3	2,4	2,5	2,6	2,6	2,7	2,8	2,9
3	3,0	3,1	3,2	3,2	3,3	3,4	3,5	3,6	3,6	3,7
4	3,8	3,8	3,8	3,9	3,9	3,9	4,0	4,0	4,0	4,1
5	4,1	4,1	4,1	4,2	4,2	4,2	4,2	4,3	4,3	4,3
6	4,3	4,3	4,3	4,3	4,2	4,2	4,2	4,1	4,1	4,1
7	4,0	4,0	4,0	3,9	3,9	3,9	3,8	3,8	3,7	3,7
8	3,7	3,7	3,6	3,6	3,6	3,5	3,5	3,5	3,4	3,4
9	3,3	3,3	3,3	3,2	3,2	3,2	3,2	3,1	3,1	3,1

Thermograph Teisserenc de Bort Nr. 54 in Berlin und Barmen.

$\frac{\Delta t}{2 \text{ min}}$	Zehntel									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	0,0	0,2	0,3	0,5	0,6	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2
1	1,3	1,4	1,5	1,5	1,6	1,7	1,8	1,8	1,9	2,0
2	2,0	2,1	2,1	2,2	2,2	2,3	2,3	2,4	2,4	2,5
3	2,5	2,5	2,5	2,5	2,6	2,6	2,6	2,7	2,7	2,7
4	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7	2,8	2,8	2,8	2,8
5	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,9	2,9	2,9	2,9
6	2,9	2,9	2,9	2,9	2,9	2,9	3,0	3,0	3,0	3,0
7	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	3,1	3,1	3,1	3,1
8	3,1	3,1	3,1	3,1	3,1	3,1	3,2	3,2	3,2	3,2
9	3,2	3,2	3,2	3,2	3,2	3,2	3,3	3,3	3,3	3,3

Thermograph Teisserenc de Bort mit Richards Thermometer.

$\frac{\Delta t}{2 \text{ min}}$	Zehntel									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	0,0	0,1	0,1	0,2	0,2	0,3	0,4	0,4	0,5	0,5
1	0,6	0,6	0,7	0,7	0,8	0,8	0,9	0,9	1,0	1,0
2	1,1	1,1	1,2	1,2	1,2	1,3	1,3	1,3	1,3	1,4
3	1,4	1,4	1,4	1,5	1,5	1,5	1,5	1,6	1,6	1,7
4	1,7	1,7	1,8	1,8	1,9	1,9	1,9	2,0	2,0	2,0
5	2,1	2,1	2,2	2,2	2,2	2,3	2,3	2,4	2,4	2,4
6	2,5	2,5	2,6	2,6	2,6	2,7	2,7	2,8	2,8	2,8
7	2,9	2,9	2,9	2,9	2,9	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0
8	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	3,1	3,1	3,1	3,1	3,1
9	3,1	3,1	3,1	3,1	3,1	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0

Thermograph Hergesell-Boesch.

$\frac{\Delta t}{2 \text{ min}}$	Zehntel									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	
1	0,9	1,0	1,1	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,5	1,6
2	1,7	1,7	1,8	1,8	1,8	1,9	1,9	2,0	2,0	2,0
3	2,1	2,1	2,2	2,2	2,2	2,3	2,3	2,4	2,4	2,4
4	2,5	2,5	2,5	2,5	2,6	2,6	2,6	2,6	2,7	2,7
5	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7	2,8	2,8	2,8	2,8
6	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8
7	2,8	2,8	2,8	2,8	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7	2,7
8	2,7	2,7	2,6	2,6	2,6	2,6	2,6	2,5	2,5	2,5
9	2,5	2,5	2,4	2,4	2,4	2,4	2,3	2,3	2,3	2,2

Thermograph Aßmann.

$\frac{\Delta t}{2 \text{ min}}$	Zehntel									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	0,0	0,0	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,3	0,3	0,4
1	0,4	0,4	0,5	0,5	0,6	0,6	0,6	0,7	0,7	0,8
2	0,8	0,8	0,9	0,9	1,0	1,0	1,0	1,1	1,1	1,2
3	1,2	1,2	1,3	1,3	1,4	1,4	1,4	1,5	1,5	1,6
4	1,6	1,6	1,7	1,7	1,7	1,8	1,8	1,8	1,9	1,9
5	1,9	2,0	2,0	2,0	2,1	2,1	2,2	2,2	2,2	2,3
6	2,3	2,3	2,4	2,4	2,4	2,5	2,5	2,5	2,6	2,6
7	2,6	2,7	2,7	2,7	2,8	2,8	2,8	2,9	2,9	2,9
8	3,0	3,0	3,0	3,1	3,1	3,1	3,2	3,2	3,2	3,3
9	3,3	3,3	3,4	3,4	3,4	3,4	3,5	3,5	3,5	3,6

# Die Atmosphäre des Weltraums.

Von

A. SCHMIDT (Stuttgart).

Nach dem Gesetze der Trägheit verharrt jedes bewegte Masseteilchen in seiner Richtung und Geschwindigkeit, so lange keine äußeren Kräfte darauf einwirken. Die Atmosphäre der Erde und alle anderen Teile der Erde, welche mit dem Übrigen nicht in festem mechanischem Verbands sind, auch der Rest selbst, müßten nach dem Gesetz der Trägheit in geradlinigen Bahnen aller Teile sich in den unendlichen Raum zerstreuen. Das ganze Universum würde ohne das Band der Gravitation sich zum ungeordneten Chaos vermischen.

Dem Gesetze der Trägheit können wir auch einen anderen Ausdruck geben, wenn wir berücksichtigen, daß jedes Teilchen eines Massensystems, dessen gemeinsames Band die Gravitation der Teile gegen den Massenmittelpunkt bildet, der Träger eines bestimmten Maßes von Energie ist, teils potentieller, vermöge seiner jeweiligen Lage, teils kinetischer, vermöge seiner jeweiligen Geschwindigkeit. Der Ausdruck des Gesetzes lautet dann: Die kinetische Energie eines jeden Massensystems hat die Tendenz zu unbegrenzter Zerstreung.

Damit gelangen wir in das Gebiet eines anderen Naturgesetzes, des zweiten Hauptsatzes der Energielehre, und es erhebt sich mit Recht die Frage, ob nicht im letzten Grunde die zwei Naturgesetze, welche im einzelnen Fall übereinstimmen, überhaupt nur Ein Gesetz sind. Man kann, wenn man will, die Identität beider Gesetze als ein Postulat betrachten, das an dem Tage zur Wahrheit würde, wo im Sinne von H. Hertz auch diejenigen Formen der Energie, welche als potentielle und als strahlende Energie bezeichnet werden, sich in die Vorstellung von kinetischer Energie verborgener Massen eingefügt haben werden. Vielleicht aber, und das erscheint am wahrscheinlichsten, wird es einmal gelingen, die beiden Gesetze einem höheren sie umschließenden Prinzipie zu unterstellen.

Einstweilen bietet die Thermodynamik der Gase ein naheliegendes Gebiet für den Versuch, unter Anwendung der Vorstellungen der kinetischen Gastheorie den zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie als Ausfluß des Trägheitsgesetzes nachzuweisen. Das ergibt sich unmittelbar: Das Daltonsche Gesetz der Diffusion, nach welchem ein Gas in dem ihm gebotenen Raum gleichförmig sich verbreitet, und das Gesetz der Wärmeleitung, nach welchem im Gasraume die Wärme sich gleichförmig verbreitet, diese beiden Gesetze sind eine Folge des Trägheitsgesetzes, nach welchem die in geradlinig fortschreitender Bewegung sich mischenden Molekeln sowohl mit ihrer Substanz als mit ihrer Energie den Gefäßraum gleichförmig erfüllen unter Erzeugung eines allseitig gleichen Drucks und einer allseitig gleichen Temperatur.

Der Ausdruck für den zweiten Hauptsatz der Wärmelehre  $\int \frac{dQ}{T} > 0$ , ist nichts anderes, als der Satz, daß die Wärme ihr Verbreitungsgebiet bei jedem mit Wärmeumsatz verbundenen Naturvorgang zu erweitern strebe; denn der Begriff Wärme ist physikalisch eine aus 3 Faktoren bestehende Größe, dem Gewicht P des Wärmeträgers, dessen spezifischer Wärmekapazität c und dessen absoluter Temperatur T (von  $-273^\circ$  an gemessen). Es ist die Wärmemenge  $Q = PcT$ , und daher stellt  $\frac{Q}{T} = Pc$  gleichsam das Gewicht Wasser dar, welches

dem Gewicht des wärmetragenden Körpers äquivalent ist, den Stoffbereich, über welchen die Wärmemenge  $Q$  verbreitet ist, und welchen sie zu vergrößern sucht.

Für die theoretische Untersuchung der Möglichkeit und der zu postulierenden Eigenschaften einer Weltraumatmosphäre, d. h. eines den Weltraum erfüllenden, der Massenanziehung unterworfenen, gasigen Stoffes, ist die Identität der beiderlei Tendenzen, der Tendenz der ganzen Natur zur Massenerstreuung und der Tendenz der Natur zur Energieerzstreuung, von prinzipieller Bedeutung. Es ist insbesondere wichtig, daß wir nicht bloß die beiderlei Tendenzen, wenigstens bei den Gasen, als Ausdruck des Trägheitsgesetzes erkennen, sondern daß wir auch in dem Verhalten der beiden Zerstreutendenden gegenüber einwirkenden Kräften, vornehmlich der die Zerstreung verhindernden Gravitation gegenüber, das übereinstimmende Verhalten anerkennen.

Der um die Sonne kreisende Planet und der an der Erdoberfläche geworfene Stein ändern ihre kinetische Energie mit der Entfernung vom Anziehungsmittelpunkte. Auch das einzelne Gasteilchen, ob im freien Weltraum oder im Atmosphärenraum, solange es sich ohne Begegnung mit anderen bewegt, unterliegt den entsprechenden Wechseln seiner kinetischen Energie beim Fallen oder Steigen. Gilt das auch für die am Ort verharrende Gesamtheit der Gasmolekeln, für die Atmosphäre? Bewirkt auch in ihr die Schwere einen Unterschied der Geschwindigkeit der Molekeln, einen Temperaturunterschied zwischen oben und unten? Oder wird nicht umgekehrt als Folge der Tendenz zur Wärmezerstreuung überall in der Atmosphäre Wärmeleitung stattfinden von den Orten höherer zu den Orten tieferer Temperatur mit dem Ziele der Temperaturausgleichung zwischen oben und unten? Für unsere Frage besteht eine beachtenswerte Behandlung von anderer Seite.

Der wohlbekanntere russische Chemiker Mendelejeff hat neuerdings den interessanten Versuch<sup>1)</sup> gewagt, den Weltäther als ein Gas aufzufassen, demselben als leichtestem Element seinen Ort im periodischen System zu geben und solche Eigenschaften dieses Gases, das er Newtonium nennt, zu berechnen, welche es ermöglichen, daß das Gas keine begrenzte Atmosphären bilde, sondern eine auch die fernsten Himmelsräume erfüllende gasige Substanz darstelle. Nicht gewichtlos, eine solche Annahme wäre Mystizismus, aber nicht gebunden durch Himmelskörper, wenn solche selbst die 50fache Masse unserer Sonne besitzen sollten. Seine Eigenschaften sollten zugleich ermöglichen, daß das Gas die anderen Körper aus leichtester durchdringe. Mendelejeff macht nun bei seinen Berechnungen die Voraussetzung einer konstanten Temperatur des freien Weltraums, die er zu ungefähr 80 Grad C. unter dem Gefrierpunkt annimmt.

Man kann ja eine Temperatur des Weltraums überhaupt in Frage stellen, denn wo kein Stoff wäre, kein Träger der Wärme, könnte auch von Temperatur nicht wohl gesprochen werden. Auch noch bei einer genügend hohen Verdünnung eines Gases, bei welcher nach den Vorstellungen der kinetischen Gastheorie die Zahl der Zusammenstöße der Teilchen verschwindend klein ist, das Gas, wie in den Crookes'schen Röhren, sich gleichsam in einem vierten Aggregatzustand befindet, auch hier hat wohl der Temperaturbegriff noch keine Berechtigung. Wer aber den Versuch macht, den Lichtäther seiner vielfach vorausgesetzten Gewichtlosigkeit zu entkleiden, weil er eine solche aller Analogie entsprechende Annahme für unberechtigt hält, der muß diesem Äther auch eine Temperatur zuschreiben, und nach den Erfahrungen der Aeronautik ist die Annahme, daß gegen die Grenze der Erdatmosphäre hin die Temperatur sich dem Werte von ungefähr  $-80^{\circ}$  näherte, nicht unberechtigt.

<sup>1)</sup> Versuch einer chemischen Auffassung des Weltäthers, Deutsche Übersetzung in Zeitschrift Prometheus, XV. Jahrg. 1904, S. 97, 121, 129, 145.



Was aber rechtfertigt die Annahme, daß dies überhaupt die Temperatur des Weltraums sei? Muß nicht in jedem der Schwere, der Gravitation unterworfenen Gase, so, wie das in der Atmosphäre der Erde die Regel ist, die Temperatur mit wachsender Höhe, mit zunehmender potentieller Energie der Gasteilchen sinken? Diese Vorstellungsweise sollte man umso mehr bei Mendelejeff erwarten, da er sich bei der Berechnung der molekularen Geschwindigkeit, welche er seinem gasigen Ätherstoff, dem Newtonium zuschreibt, an den Engländer Stoney anlehnt. Für diesen ist die Potentialgeschwindigkeit oder, wie man es auch nennt, die parabolische Geschwindigkeit an der Oberfläche eines Himmelskörpers diejenige Geschwindigkeit, mit welcher ein geworfener Körper mindestens behaftet sein muß, um die Oberfläche ohne Rückkehr verlassen zu können, d. h. um in parabolischer Bahn ins Unendliche sich zu entfernen. Stoney beurteilt darnach die Möglichkeit der Bildung und Erhaltung einer Atmosphäre über der Oberfläche eines Himmelskörpers. Z. B. soll nach ihm unsere Erde in ihrer Atmosphäre nur solche Gase zurückhalten, deren mittlere molekulare Geschwindigkeit kleiner ist als 11200 Meter, die Potentialgeschwindigkeit der Erde. Das ist die Geschwindigkeit, mit welcher nach verbreiteter Auffassung ein aus dem Unendlichen herabfallender Körper die Erdoberfläche erreichen würde. Das ist freilich nicht ganz richtig. Je nachdem muß diese Geschwindigkeit gleich 43000 Meter angesetzt werden. Der aus dem Unendlichen fallende Körper steht sehr lange unter der weit überwiegenden Anziehung der Sonne, bis er endlich der Erde so nahe kommt, daß die Anziehung der letzteren über die der Sonne mehr und mehr überwiegt. Das Gesamtpotential an der Erdoberfläche ist gleich der Summe der beiden Potentiale, welche die Erde und welche die Sonne an diesem Orte erzeugen. Für das Problem niederer Atmosphären kommt aber allerdings nur das Erdpotential allein in Betracht. Die von der Erde mit Geschwindigkeiten größer als 11200 und kleiner als 43000 Meter wegfliegenden Gasteilchen werden der Sonnenatmosphäre einverleibt werden. Als Potentialgeschwindigkeit an der Sonnenoberfläche gilt (etwas verschieden je nach dem angenommenen Wert der Parallaxe) die Zahl 608000 Meter.

In dieser Stoneyschen Auffassung der Abhängigkeit der Molekulargeschwindigkeit der Atmosphäregase vom Potential liegt doch der Keim einer Abhängigkeit der Temperatur der Atmosphäregase vom Potential, der Abnahme der Temperatur mit wachsender Höhe.

Damit der Ätherstoff die Sicherheit bietet, von keinem Himmelskörper zurückgehalten zu werden (der Fixstern  $\gamma$  virginis ist nach Belopolsky von 33mal größerer Masse als die Sonne), stützt Mendelejeff seine Berechnung auf die Potentialgeschwindigkeit bei 50maliger Sonnenmasse unter Annahme gleicher Dichte dieser Masse mit der Sonne, einer Geschwindigkeit von 2240 Kilometer, womit sich dann durch Vergleichung mit der Molekulargeschwindigkeit des Wasserstoffes ( $1840^m$  bis  $0^m$ ) für das Newtonium als Atomgewicht die Zahl 0,00000096, der millionste Teil des Wasserstoffatoms, ergibt. Überall, auch noch im Gebiet dieser angenommenen Riesensonne, wird dem freien Äther die Temperatur  $-80^\circ$  zugeschrieben.

Mit dieser Vorstellung einer allenthalben gleichen Temperatur des Weltraums zieht Mendelejeff die Konsequenz aus der teilweise von den namhaftesten Physikern unserer Zeit noch immer vertretenen Lehre, daß die Schwere, die Gravitation, keinen Einfluß auf die Temperaturverteilung eines Gases habe, daß in senkrechter Richtung die Wärmeleitung ebenso Temperaturgleichheit zwischen oben und unten bewirke, wie in horizontaler zwischen rechts und links.

Da ich an anderem Orte<sup>1)</sup> wiederholt dieser falschen Lehre und ihrer Begründung entgegengetreten bin, kann ich mich hier auf Weniges beschränken. Ein experimenteller Beweis

<sup>1)</sup> „Das Wärmegleichgewicht der Atmosphäre nach den Vorstellungen der kinetischen Gastheorie“. Gerlaand, Beitr. zur Geophysik IV., 1., 1899, ferner: „Labile Gleichgewichtszustände in der Atmosphäre“, ebenda V. 3. 1902, „Die Wärmeleitung der Atmosphären“, ebenda VI. 1. 1903 u. anderes.

für die eine oder andere Anschauung besteht nicht, außer den Versuchen von Hansemann<sup>1)</sup>, welche wenigstens für die Wahrscheinlichkeit des Einflusses der Schwere auf die Temperaturverteilung sprechen. Aber wir haben 1.) einen zweifachen Beweis aus theoretischen Gründen und 2.) Beweise aus meteorologischen Tatsachen.

1.a) Vertikale Luftströmungen, solange ihnen Wärme weder entzogen, noch zugeführt wird, ändern ihre Temperatur nach dem Gesetz der adiabatischen Zustandsänderung. Dieses Gesetz führt zusammen mit dem Barometergesetz auf die bekannte Beziehung zwischen Höhenänderung  $\Delta h$  und Temperaturänderung  $\Delta t$ : nämlich

$\Delta h = -A c_p \Delta t$ , worin  $A = 427$  das mechanische Wärmeäquivalent und  $c_p = 0.2375$  die spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck bezeichnet. Für  $\Delta h = 100$  Meter berechnet sich  $\Delta t = 0.99^\circ$ . In abwärts steigenden Luftströmen erfährt die Luft eine Erwärmung um 0.99 Grad pro hundert Meter Fall, in aufsteigendem Strom eine ebensolche Abkühlung pro hundert Meter Erhebung. Wenn daher in ruhender Luftsäule die Temperatur pro hundert Meter Höhe um 0.99 Grad abnimmt, so befindet sich die Luftsäule im statisch indifferenten Gleichgewicht, denn bei Erregung einer vertikalen Strömung würde diese unter Beschleunigung wachsen, falls der Temperaturabfall größer wäre als der angegebene, sie würde aber rückgängig werden, falls der Temperaturabfall kleiner wäre oder gar eine Zunahme nach oben bestände. Zwischen dem ersten labilen und dem zweiten stabilen Zustande liegt der indifferente.

Das sind allgemein unbestrittene Sätze. Hieraus folgt aber gleichfalls unbestreitbar, daß alle Temperaturdifferenzierungen, welche durch vertikale Strömungen in der Atmosphäre zwischen oben und unten erzeugt werden, ihren Grund in der Wirkung der Schwere haben, ohne welche kein Unterschied der Dichte, überhaupt kein Oben und Unten bestehen würde.

1.b) (Beweis nach Guthrie.) Zum Wesen des Gaszustandes gehört eine ungeordnete Bewegung der kleinsten Teilchen durcheinander unter stets wiederholtem mannigfaltigstem Austausch der molekularen (und intramolekularen) Geschwindigkeiten, wobei die Temperatur des Gases ein Maß ist für den mittleren Betrag ungeordneter kinetischer Energie seiner Teilchen. Die geordnete Energie fortschreitender Strömung bleibt für die Temperatur ohne Einfluß.

Wenn in einer senkrechten Gassäule gleiche Temperatur in allen Höhen besteht, so muß ein beliebiges Teilchen mittlerer Energie auf seinem Diffusionswege beim Aufsteigen wegen seiner Geschwindigkeitsabnahme abkühlend auf die höheren Schichten wirken, beim Absteigen umgekehrt erwärmend auf die tieferen Schichten, in welchen es zum Energieaustausch mit anderen Teilchen gelangt. Das Teilchen mittlerer Energie repräsentiert alle Teilchen; die in der Luftsäule sich vollziehende Diffusionsbewegung muß also die Temperaturgleichheit aufheben unter Wärmeleitung von oben nach unten.

Soll in der Luftsäule Temperaturgleichgewicht bestehen, so muß das Teilchen mittlerer Energie, wenn es in höhere oder tiefere Schichten diffundiert, überall zu den Teilchen mittlerer Energie gehören. Das ist der Fall, wenn in der ganzen Luftsäule durch Temperaturabnahme nach oben die Zunahme der potentiellen Energie kompensiert wird, wenn in jeder Höhe die Summe von Wärmeenergie und potentieller Energie der Gewichtseinheit Luft dieselbe bleibt. Das ist der Fall wenn

$\Delta h = -A c_v \Delta t$ , wobei jetzt  $c_v = 0.1684$  die wahre spezifische Wärme der Luft bezeichnet, die ihr bei solchen Veränderungen zukommt, bei welchen sie keine Ausdehnungsarbeit leistet oder erleidet. Das führt für  $\Delta h = 100^m$  auf  $\Delta t = 1.40^\circ$ .

Im Wesen des Gaszustandes liegt also die Tendenz begründet, unter der Wirkung der Schwere Wärme von oben nach unten zu leiten bis zur Ausbildung eines statisch labilen Gleichgewichtszustandes.

<sup>1)</sup> G. Hansemann, „Über den Einfluß der Anziehung auf die Temperatur der Weltkörper“. Pogg. Ann. Ergänz. Bd. 1874, S. 417 ff.

So entspringt aus der Wirkung der Schwere auf die Gase, speziell auf die Luft der Atmosphäre, ein mannigfaltiger Wechsel von Erscheinungen. Zuerst eine nur bei stark labiler Lagerung aufgehende Wärmeleitung von oben nach unten, dann eine Einsturzbewegung mit einer annähernd adiabatischen Temperaturverteilung in den strömenden Massen, im fallenden Strom mit niedrigerer Temperatur als im steigenden in gleicher Höhe, alsdann eine stabile Schichtung häufig mit nach oben steigender Temperatur, worauf infolge der Diffusionsbewegung sich allmählich neue labile Lagerungen ausbilden.

2.) Die wichtigste meteorologische Tatsache, welche den differenzierenden Einfluß der Schwere auf die Temperatur der atmosphärischen Luft beweist, ist die allgemeine Abnahme der Temperatur gegen oben. Man hat noch vor wenig Jahren die Fähigkeit der Luft, die Wärme der Sonnenstrahlung zu absorbieren, sehr nieder angeschlagen und die Erdoberfläche als die weit überwiegende Wärmequelle der Atmosphäre betrachtet, von welcher die Luft ihre Wärme durch Leitung erhalte. Wir nehmen heute nach Langley's Messungen an, daß die Atmosphäre 40 Prozent der Sonnenstrahlung absorbiere, dazu mindestens die Hälfte der dunklen Erdrstrahlung, und daß sie noch durch Kondensation des aufsteigenden Wasserdampfs Wärme erhalte, welche nur zum Teil aus ihren tiefsten Schichten, zum Teil vom Wasser und Erdboden stammt. Die Prüfung der Wärmeökonomie in den tieferen Atmosphärenschichten hat z. B. Bezold<sup>1)</sup> zu der Überzeugung geführt, daß der Erdboden erheblich mehr abkühlend als erwärmend auf die unteren Luftschichten einwirke.

Wie man nun die Sache ansehen mag, ob man nur den Konvektionsströmen mit Hilfe der Schwere eine temperaturdifferenzierende Wirkung zuerkennen will, oder auch der Diffusionsbewegung, es bleibt wohl kein Grund, der Schwere, der Gravitation, die Anerkennung zu versagen, daß sie nicht bloß die Massenbewegung, sondern auch die Wärmeleitung beschränke und die Dissipation von Massen und Wärme verhindere.

Insbesondere aber, wenn man die fortdauernde Tendenz der Atmosphären zur Ausbildung labiler Schichtungen leugnet, so bleibt kein Erklärungsgrund übrig für die Entstehung und Erhaltung weit verbreiteter, lang andauernder und regelmäßig auftretender labiler Lagerungen, wie sie durch die Beobachtung erwiesen sind. In der zweiten der soeben zitierten Abhandlungen habe ich aus den Berichten von R. Aßmann und A. Berson über die wissenschaftlichen Luftfahrten des deutschen Vereins zur Förderung der Luftschiffahrt, ferner aus den damals vorliegenden Resultaten der Versuche von Teisserene de Bort mit Registrierballons und aus den Berichten des Weatherbureau der Vereinigten Staaten über die Ergebnisse von Tausenden von Drachenversuchen reichliche Belege dafür beigebracht, daß labile Gleichgewichtszustände in der freien Atmosphäre in sehr großem Maßstabe auftreten und oft längere Zeit hindurch am selben Orte bestehen bleiben. Auch nahe der Erdoberfläche ist die höhere Temperatur des Bodens nur in einem Teil der Fälle und besonders nicht für die häufig vorkommende Erstreckung der labilen Lagerungen bis weit über 1000 Meter Höhe hinauf ein brauchbarer Erklärungsgrund. Von den in jüngster Zeit beobachteten Erscheinungen möchte ich besonders noch hervorheben, daß gerade über der Oberfläche des Wassers, das doch den täglichen Temperatursteigerungen sehr viel weniger ausgesetzt ist als der feste Erdboden, die labilen Lagerungen sich viel häufiger einstellen, ja regelmäßig bestehen. Hergesell hat in den Jahren 1902 und 1903 eine größere Anzahl meteorologischer Drachenversuche über dem Bodensee angestellt. In annähernd der Hälfte der Fälle zeigte sich über der Wasserfläche eine mehrere hundert Meter, teilweise 1000 bis 1500 Meter hohe labile Lagerung der Luft-

<sup>1)</sup> Schlußabhandlung von „R. Aßmann und A. Berson, Wissenschaftliche Luftfahrten, ausgeführt vom deutschen Verein etc.“.

schichten. Über seine in neuester Zeit mit Seiner Hoheit dem Fürsten Albert von Monaco auf dem Mittelmeer und auf dem Atlantik angestellten Drachen- und Ballonversuche berichtet derselbe Meteorologe, daß er, mit Ausnahme der Küstennähe, immer und überall in den unteren Schichten labile Lagerungen gefunden habe. Er sagt z. B. in einem Bericht an die Kais. Akademie d. W. zu St. Petersburg vom Mai 1905 über seine damals letzten Beobachtungen: „Eine Erscheinung bleibt aber auch hier. Es ist die starke Abnahme der Temperatur mit einem Gradienten gleich oder größer als 1. unmittelbar über der Meeresoberfläche, welche, soweit wir beobachten konnten, zu allen Tages- und Abendstunden vorhanden ist. Eine Temperaturinversion, wie sie Abends fast regelmäßig über dem Festland auftritt, haben wir nie beobachtet“. Man bedenke doch: Wenn es eine Tendenz der Atmosphäre zur Ausbildung labiler Zustände der Lagerung ihrer Schichten gibt, so muß deren Bildung und Erhaltung dort hauptsächlich eintreten, wo durch die Gegenwart einer weiten horizontalen Widerstandsfläche die vertikalen Strömungen gehemmt werden und der Einsturz der libil gelagerten Luftmassen verzögert wird. Fehlt aber eine solche innere Tendenz, so muß die Wärmeleitung, weil unbeeinflußt durch die Schwere, immer und überall auf Zerstörung der labilen Zustände hinwirken, ebenso wie der vertikale Wärmeaustausch durch Konvektionsströme. Ohne den zügelnden Einfluß der Schwere wirkt die Wärmeleitung über die Herstellung des indifferenten Gleichgewichts hinaus bis zur Erreichung des stabilen isothermen Gleichgewichts. Ebenso wenig hören die Einsturzbewegungen bei Erreichung eines indifferenten Gleichgewichts auf, sondern ähnlich wie die herabrollende Kugel auch auf horizontaler Bahn noch fortläuft, so werden die Einsturzbewegungen der Luft erst nach Erzeugung stabiler Lagerung sich beruhigen.

Das von Hergesell beobachtete Verhalten der Luft über der Meeresfläche spricht umso deutlicher für das Vorhandensein der Tendenz zur Temperatur-Differenzierung durch Wärmeleitung auch noch von der kälteren Höhe zur wärmeren Tiefe, als über den Wasserflächen die Diffusion des Dampfes gegen oben fast fortgesetzt latente Wärme nach oben führt, welche die tiefsten Luftschichten bei der Dampfbildung abgeben. Soviel über die Beweise.

Wie wir sehen werden, empfiehlt sich die Hypothese einer stofflich-gasigen Beschaffenheit des Äthers nicht bloß vom chemischen Gesichtspunkt aus, den Mendelejeff vornehmlich vertritt, sondern auch aus anderen physikalischen und aus astronomischen Gründen. Aber die Verbindung der höchst wertvollen Hypothese mit den Anschauungen derjenigen Physiker, welche den Einfluß der Schwere auf die Wärmeleitung leugnen, ist geeignet, von der Mendelejeffschen Hypothese gründlich abzuschrecken.

Schon die Tatsache der Wärmestrahlung der Sonne hat zu der Vorstellung einer fortschreitenden Erkaltung derselben geführt, selbst zu Versuchen, die Zeit zu berechnen, nach welcher die der Erde zugestrahlte Wärme unzureichend sein werde, organisches Leben zu unterhalten. Nun aber vollends die Erfüllung des Weltraums mit einem Gase von den Eigenschaften des Newtoniums muß diese Gefahr der fortschreitenden Abkühlung noch ungeheuer vergrößern.

Nach dem auf Versuche gestützten Gesetze der Diffusion verhalten sich die mittleren molekularen Geschwindigkeiten zweier gasiger Elemente umgekehrt wie die zweiten Wurzeln aus ihren Molekulargewichten. Z. B. ist die Diffusionsgeschwindigkeit des Wasserstoffs bei gleicher Temperatur 4mal so groß als diejenige des Sauerstoffs, erstere  $1840^m$  bei  $0^\circ$ , letztere  $460^m$  bei  $0^\circ$ . Mendelejeff erteilt dem Newtonium bei  $-80^\circ$  eine dem Molekulargewicht  $0,000001$  entsprechende molekulare Geschwindigkeit von  $2240000$  Meter. Mit der molekularen Geschwindigkeit hängt aber eine andere Eigenschaft der Gase zusammen, ihre Wärmeleitfähigkeit. Diese ist z. B. für Wasserstoff 6,3mal größer als für atmosphärische Luft. Zu der Abkühlung durch Strahlung bringt also die Stoffhypothese des Äthers noch die Abkühlung

der Himmelskörper durch Leitung hinzu innerhalb eines umgebenden Stoffes von  $-80^{\circ}$  Temperatur, dessen Leitungsfähigkeit auch diejenige der bestleitenden Metalle weit hinter sich lassend angenommen werden muß.

Schon die bloße Theorie der Abkühlung durch Strahlung führt auf Zeiträume, welche weit hinter den von den Geologen berechneten Zeitaltern der Bildung unserer Erdkruste zurückbleiben. Kommt noch diese Wärmeleitung dazu, so wird es wirklich unverständlich, warum nicht schon in einem einzigen Menschenalter die Sonne erlöschen sollte.

Überhaupt, wo sind sie, die Zeugen eines fortschreitenden Alters der Welt? Ob die Fixsterne vom roten Typus in absteigender Entwicklung den anderen voraus oder aber in aufsteigender hinter den anderen zurück sind, wegen langsameren Wachstums, wir wissen es nicht. Sind nicht auf unserer Erde die Wechsel der Glazial- und Interglazialzeiten zwischen der wärmeren Tertiärzeit und heute, sind nicht die Glazialbildungen zur paläozoischen Zeit, deren Reste wir in Indien, Australien und Afrika haben, vielmehr Zeugnisse für einen unregelmäßigen, teils langsam, teils in Katastrophen sich vollziehenden Wechsel auf- und absteigender klimatischer Zustände auf der Erde? Selbst dem Erstarren der kristallinen Gebirge könnte nach einigen Anzeichen eine Epoche organischen Lebens auf der Erde vorausgegangen sein. Wenn heute ein Meteorstein von der Größe eines Asteroiden mit 43 Kilometer Geschwindigkeit die Erde trafe und die Schale des Eies zertrümmerte, so würde von der ganzen Kulturschicht der Sedimentargebirge vielleicht nichts übrig bleiben, als da und dort ein vom Schmelzfluß umhüllter Rest von Kalk oder von Steinkohle, metamorphosiert zu Urkalk, zu Graphit. Der Mond selbst, der alte kalte Geselle, verbirgt uns die Zahl seiner Jahre und bedroht uns vor dem Ende der Tage mit der Wiedererweckung titanischer Kräfte.

Weitere Ursachen der Abkühlung der Himmelskörper können Geologie und Astrophysik bei dem bestehenden Widerspruch der physikalischen gegen die historische Berechnung nicht brauchen, die Physik hat vielmehr den Jungbrunnen aufzuzeigen, aus welchem die göttliche Schöpfung sich verjüngt.

Die Disharmonie der Vorstellungen verschwindet gänzlich, wenn man der Gravitation ihre wärmezurückleitende Eigenschaft zuerkennt. Ich schließe mich daher vollkommen den aus chemischen Gründen von Mendelejeff gefolgerten Anschauungen an, stelle aber die Berechnung auf die Vorstellung, daß das Gesetz der Energiezerstreuung, im besonderen das Gesetz der Wärmeleitung durch die Gravitation beeinflusst sei.

Was würden ihn auch dazu sagen, wenn es jemand einfiele, mit Rücksicht auf die Allgemeingültigkeit des Beharrungsgesetzes, das die geradlinige Bewegung der Massen verlangt, das Umlaufen der Planeten um die Sonne zu leugnen? Und doch begeht derjenige einen ähnlichen Denkfehler, welcher mit Rücksicht auf den zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie dessen Allgemeingültigkeit zu beeinträchtigen glaubt durch die Annahme einer Wärmeleitung, die beeinflusst wird durch die Schwere.

Ich glaube ihn vor mir zu sehen, den souveränen Gesichtsausdruck des Entdeckers der Erhaltung der Kraft, wie er spotten würde über die Hinzufügung des „perpetuum mobile zweiter Art“ zu demjenigen erster Art, über diesen neuen Begriff, der die Veründung gegen den zweiten Hauptsatz ebenso kennzeichnen und geißeln soll, wie der ältere Begriff die Verfehlung gegen den ersten Hauptsatz. Die Natur selbst ist dieses perpetuum mobile und mit ihr ist es die Mühle am Bach, deren Kraft durch die atmosphärischen, unter der Wirkung der Schwere stehenden Prozesse stetig erneuert wird.

Mendelejeff geht aus von der Notwendigkeit, aus den in neuester Zeit entdeckten Edelgasen, Helium, Neon, Argon, Krypton, Xenon, eine besondere Gruppe des periodischen Systems zu bilden. Sie zeigen alle ein einatomiges Molekül, sind frei von chemischer Affinität

zu anderen Elementen, haben alle große Neigung, in anderen Körpern zu diffundieren. Da von der ersten zur zweiten Gruppe des periodischen Systems, von da zur dritten, vierten usw. die Elemente eine stufenweis wachsende Affinität zu Sauerstoff aufweisen, so können die Edelgase nur vor die erste Gruppe als nullte Gruppe eingesetzt werden und zwar so, daß sie vor entsprechenden Elementen der ersten Gruppe (H, Li, Na, K, Cu, Rb, Ag, Cs) zu stehen kommen je mit kleineren Atomgewichten. Dabei fehlt nun ein vor dem Wasserstoff  $H = 1$  stehendes Glied  $y$  der nullten Gruppe mit einem Atomgewicht kleiner als 1.

Es ist sehr wahrscheinlich, daß hier ein in den höchsten Schichten der Sonnenatmosphäre durch seine grüne Spektrallinie sich offenbarendes Gas, das Koronium, seine Stelle hat, ein Gas, das noch an die Sonnenatmosphäre gebunden erscheint, noch nicht das Weltraumgas darstellt. Aus den Verhältnissen der Atomgewichte von Gruppe zu Gruppe wird gefolgert, daß  $y$  kleiner sein müsse, als 0.4. Dem Weltraumgas muß die Eigenschaft leichtester Diffusion in andere Körper ohne Neigung zu dauerhafter chemischer Verbindung in höchstem Maße zugeschrieben werden, es muß also in der nullten Gruppe ein dem ersten Gliede  $y$  vorangehendes nulltes Glied des periodischen Systems bilden.

Nun schließe ich folgendermaßen weiter: Wenn es ein derartiges leichtestes Gas gibt, das den Weltraum erfüllt, so muß dessen Temperatur  $T_0$  und molekulare Geschwindigkeit  $v_0$  am kleinsten sein in den größten Entfernungen von den anziehenden kosmischen Massen. Temperatur und Geschwindigkeit müssen wachsen mit der Annäherung an die Massen und erreichen an den Oberflächen der massigsten Himmelskörper ihre höchsten Beträge. Soweit die Himmelskörper unter Störung des Temperaturgleichgewichts durch Strahlung Wärme verlieren, muß ihnen solche durch Leitung innerhalb des leichtest leitenden Mittels wieder aus den fernsten kalten Gegenden des Weltraums zugeführt werden, soweit sie aber durch Strahlung mehr erhalten als verlieren (unsere Erde dürfte sich nach meinen Ausführungen in der dritten der eingangs zitierten Abhandlungen in dieser Lage befinden), wird durch Ätherleitung und Konvektionsströme die Bilanz ausgeglichen. Die ersteren Körper werden dann eine niedrigere Temperatur aufweisen, als dem Gleichgewichtszustand ohne Wärmestrahlung entspricht, die letzteren eine höhere. Die dem Leitungsgleichgewicht entsprechende Temperatur an irgend einem Orte des Raumes kann man als die Idealtemperatur bezeichnen, ihre Zunahme bei der Annäherung an einen Himmelskörper entspricht derjenigen Wärmezunahme pro Masseneinheit, welche der zu leistenden Hebungsbarbeit äquivalent ist, wenn die Masseneinheit um den Betrag der Annäherung wieder gehoben werden sollte. In der nächsten Nähe der Himmelskörper, wo die Atmosphären schwerer Gase eine raschere Temperaturzunahme gegen unten bedingen, als sie dem leichtesten Weltraumgas zukommt, werden diese Atmosphären eine erhöhte Oberflächentemperatur bewirken.

Bezeichnen wir die an der oberen Grenze der dichteren Atmosphäre von Sonne und Erde vorhandenen Temperaturen absolut, d. h. von  $-273$  Grad an gerechnet, mit  $T_2$  und  $T_1$ , die der Temperatur  $T_0$  des unendlich fernen Äthers, sowie die den Temperaturen  $T_1$  und  $T_2$  entsprechenden molekularen Geschwindigkeiten des Weltraumgases mit  $v_0$ ,  $v_1$  und  $v_2$ , nehmen wir ferner die Potentialgeschwindigkeit in der Höhe der Sonnenatmosphäre gleich 608000 Meter, an der Grenze der Erdatmosphäre gleich 43000 Meter an, so ergeben sich nach den Gesetzen der kinetischen Gastheorie und der Potentialtheorie folgende Gleichungen:

$$T_0 : T_1 : T_2 = v_0^2 : v_1^2 : v_2^2 \quad \text{und} \quad v_1^2 - v_0^2 = 43000^2 \quad \text{und} \quad v_2^2 - v_0^2 = 608000^2.$$

Setzen wir mit Mendelejeff  $T_1 = 193$  (nämlich  $-80^\circ \text{C}$ ) und für die tatsächliche Sonnentemperatur absolut etwa 5300°, so muß diese Temperatur niedriger sein als die Idealtemperatur  $T_0$  wegen der fortgesetzten Wärmeabgabe durch Strahlung und wegen der fort-

gesetzt sich wiederholenden Einsturzbewegungen (falls Flecken, Fackeln, Protuberanzen, Granulation so gedeutet werden dürfen), sie muß aber höher sein als die Temperatur des adiabatischen Gleichgewichts wegen der stets sich neu bildenden labilen Lagerungen. Die letztere Temperatur müßte sich zu  $T_2$  verhalten, wie 1 : 1.66, nämlich wie  $c_0 : c_p$  bei einatomigen Gasen. Ich möchte daher  $T_2$  etwa 1,3mal so hoch ansetzen, als 5500 Grad, d. h. gleich 7000°.

Damit ergeben die obigen Gleichungen :

$$T_1 = 7000^\circ, T_2 = 193^\circ, T^* = 138.8^\circ, v_2 = 615\,000^m, v_1 = 102\,120^m, v_0 = 92\,630^m.$$

Also von der Grenze der Erdatmosphäre bis in unendliche Entfernung nimmt die Weltraumtemperatur nur um 34,2 Grad ab.

Aus der molekularen Geschwindigkeit, verglichen mit derjenigen des Wasserstoffs, findet sich das Molekulargewicht = Atomgewicht des einatomigen Gases. Bei 80° unter dem Gefrierpunkt hat nämlich Wasserstoff die Geschwindigkeit  $1840 \sqrt{193 : 273}^m$ , und es verhält sich  $x : 2 = 1840^\circ (193 : 273) : v_1^\circ$ , woraus  $x = 0.000476$  sich ergibt, ein 476 mal größerer Wert, als der von Mendelejeff berechnete, immer noch klein genug, um eine außerordentlich große, zum Ersatz der Sonnenwärme genügende Wärmeleitfähigkeit erwarten zu lassen.

Vielleicht würde sich besser empfehlen,  $T_1 = 200$  zu setzen, ungefähr entsprechend der niedersten bis jetzt mit Registrierballons gefundenen Temperatur. Es ergäbe sich :  $T_2 = 7000^\circ$ ,  $T_1 = 200^\circ$ ,  $T_0 = 165.9^\circ$ ,  $v_2 = 615\,240^m$ ,  $v_1 = 104\,000^m$ ,  $v_0 = 94\,700^m$  und  $x = 0.000459$ .

Noch mehr könnte man gegen die Zahl  $T_2 = 7000$  das Bedenken hegen, daß sie zu hoch gegriffen sei, daß mit der Annäherung an die Sonne, mit dem Eintritt in das Gebiet des Koroniums sich, ähnlich wie von der oberen zur unteren Grenze der Erdatmosphäre, ein gesteigerter Temperaturgradient einstelle. Nach den von mir aus den H. C. Vogel'schen Helligkeitsmessungen gezogenen Folgerungen<sup>1)</sup> ist es nicht unwahrscheinlich, daß von dem als Photosphäre bezeichneten Ausgangsgebiete des weißen Sonnenlichtes an bis vielleicht zu der scheinbaren Sonnenrand erzeugenden kritischen Schicht das Koroniumgas den Hauptbestandteil der Atmosphäre der Sonne bilde. In dieser kritischen Schicht, auf welche sich die Zahl 608000<sup>m</sup> als Potentialgeschwindigkeit bezieht, dürfte eine wesentlich tiefere Temperatur herrschen. Um wenigstens über die Wirkung einer niedrigeren Annahme für  $T_2$  eine Vorstellung zu geben, habe ich die Werte für  $T_2 = 6000^\circ$  berechnet. Es findet sich das Molekulargewicht = 0.00040.

Eine gute Theorie pflegt mehr zu leisten, als die Erfüllung ihres nächsten Zwecks. Auch an dem Mendelejeff'schen Ätherstoff bewährt sich das, besonders wenn man dem Atomgewicht des Newtoniums den jetzt gefundenen Wert von annähernd 1 : 2000 erteilt. Nach Wiecherts Berechnung<sup>2)</sup> kommt auch den in den Kathodenstrahlen bewegten Elektronen eine Molekulargröße zu, die „beinahe 2000 mal kleiner“ ist, als diejenige des Wasserstoffs. Das ist doch ein höchst merkwürdiges Zusammentreffen zweier Berechnungen in getrennten Gebieten!

Noch mehr! Eine die Wissenschaft seit bald 90 Jahren bewegende Frage ist die Deutung der Aberration des Fixsternlichtes. Solange die Emissionshypothese herrschte, war es ein leichtes Problem, aus den zwei Bewegungen, derjenigen der Erde in ihrer Bahn und derjenigen der Lichtstoffteilchen in Richtung der Strahlen, die Aberrationserscheinung als Ausdruck der relativen Bewegung zu erklären. Anders und viel schwieriger gestaltete sich die Erklärung für die Wellentheorie des Lichts. Man kann z. B. die Wasserwellen beobachten, die im ruhigen Wasser des Flußufers erregt werden. Sobald die sich ausbreitenden Wellen von der

<sup>1)</sup> Physikal. Zeitschr. 4 Nr. 10. S. 282 u. Nr. 12. S. 341.

<sup>2)</sup> Riecke, Lehrb. d. Physik, 2. Aufl. II. S. 349.

Strömung erfaßt werden, ändert sich die Richtung des Fortschreitens, sie bekommt eine stromabwärts gerichtete Komponente. Die vom Äther des Weltraums in den mit der Erde bewegten Äther eintretenden Lichtwellen sollten ebenso ihre Fortpflanzungsrichtung verändern, oder die Strahlen sollten relativ zur Erde dieselbe Richtung zeigen, die ihnen zuvor im Weltraum tatsächlich zukommt, die Aberration sollte verschwinden. Und doch besteht sie.

Gleich einer der Hauptbegründer der Wellentheorie, der Engländer Th. Young, konnte die Erklärung nicht anders geben, als durch die Annahme, daß der Lichtäther eine so feine Beschaffenheit habe, daß er leichter zwischen den kleinsten Teilen der Körper, ja durch die ganze Erde mit ihrem gegen 13000 Kilometer großen Durchmesser hindurchgehe, als der Wind zwischen den Blättern der Bäume. Man dachte sich, daß der Äther vollständig ruhe und trotzdem die größten Himmelskörper ohne Hindernis sich durch denselben hindurchbewegen.

Wenn diese Vorstellung richtig war, so hatte sie die Konsequenz, daß die Fortpflanzung des Lichts in der Richtung von der Morgenseite der Erde zur Abendseite, also Mittags von Ost nach West, größer sein sollte, als in entgegengesetzter Richtung um den doppelten Betrag der Erdgeschwindigkeit, rund 60 Kilometer.

Der Physiker Arago fand bei Versuchen über Brechung des Fixsternlichtes in Prismen nicht die geringste Bestätigung dieser Konsequenz. Wohl aber glaubte Fizeau und noch mehr später der Göttinger Klinkerfues, eine kleine Beeinflussung der Lichtgeschwindigkeit durch die Erdbewegung experimentell gefunden zu haben. Neuere Versuche jedoch, mit größter Genauigkeit angestellt von Michelson und Morley, zuletzt von Haga, konnten nur das Ergebnis Aragos bestätigen, daß kein meßbarer Einfluß der Erdbewegung auf optische Erscheinungen bestehe, oder richtiger, kein anderer Einfluß, als die Verschiebung der Spektrallinien im Lichte der Himmelskörper, entsprechend dem Dopplerschen Gesetz.

Ich hatte selbst im Jahr 1878<sup>1)</sup> die freie Durchlässigkeit des Äthers durch die ganze Erde dadurch zu umgehen versucht, daß ich eine Verdichtung des Äthers vor den Himmelskörpern, eine Verdünnung dahinter annahm, so zugleich, daß durch die Refraktion des Lichts in dem so veränderten Mittel die beim Übergang vom ruhenden in den mitbewegten Äther eintretende Krümmung der Strahlen kompensiert würde. Diese Hypothese führte jedoch zu der weiteren Annahme, daß dem dichteren Äther eine größere Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichts, ein kleinerer Brechungsindex zukomme, als dem dünneren, ein Widerspruch mit dem Verhalten durchsichtiger Medien.

Durch die Mendelejeffsche Annahme eines leichtesten Weltraumgases, das die Eigenschaften der Edelgase in höchstem Maße besitzt, der Absorption und Okklusion durch andere Körper zu unterliegen, fällt jede Schwierigkeit in einfacher Weise. Der Äther braucht nicht mehr die Erde zu durchströmen, er braucht nur von der Erde, die mit weniger als dem dritten Teil der Molekülgeschwindigkeit des Äthers den Raum durchheilt, auf der Vorderseite etwas reichlicher, auf der Rückseite etwas minder reichlich absorbiert, auf der ersteren etwas minder reichlich, auf der letzteren reichlicher nach außen diffundiert zu werden, eine notwendige Wirkung der Vorwärtsbewegung, so bleibt der Zustand des Äthers, trotz der Vorwärtsbewegung der Erde, rings um die Erde ohne merkliche Veränderung und Verschiedenheit. Der Erfolg ist derselbe, wie wenn einerseits die Erde vom Äther frei durchströmt würde, andererseits der Äther, ohne Dichteänderung, in der Atmosphäre der Erde mitbewegt würde. Die mechanische Seite der Aberrationsfrage ist damit geklärt.

Noch für eine andere astronomische Frage, welche erst seit einigen Jahren aufgetaucht ist, dürfte die Annahme eines Ätherstoffes mit den beschriebenen Eigenschaften nicht ohne

<sup>1)</sup> Programmabh. d. Stuttgarter Realgymnasiums 1878.



Bedeutung sein. Der gegen Ende Februar 1901 aufgetretene neue Stern, die Nova Persei, hat durch das merkwürdige Auftreten von leuchtenden Nebelgebilden, welche über den Stern weggezogen, der physikalischen Erklärung eine höchst schwierige Aufgabe gestellt. Gemäß einer für den Stern festgestellten Parallaxe von wenig über 0.01 Sekunden scheint man genötigt zu sein, der Bewegung der leuchtenden Nebelmassen eine jedes annehmbare Maß weit übersteigende Geschwindigkeit zuzuschreiben. Der Astronom Schäberle in Ann Arbor hat nun den Gedanken ausgesprochen<sup>1)</sup>, daß es möglich wäre, die exorbitanten Geschwindigkeiten auf ein annehmbares Maß zu reduzieren, wenn man berechtigt wäre, die Jahresparallaxe des Sterns entsprechend größer anzunehmen, z. B. bei einer Sekunde Parallaxe würden die fraglichen Geschwindigkeiten sich 100mal kleiner ergeben. Da für die Parallaxenbestimmung die Abstände von den nächstbenachbarten Fixsternen in entgegengesetzten Jahreszeiten ermittelt und verglichen werden, so müßte ein größerer Fehler in der ermittelten Parallaxe auch bei den Vergleichssterne anzunehmen sein.

Nun glaubt Schäberle, solche gemeinsame Parallaxenfehler könnten dadurch entstehen, daß rings um die Sonne bis zu Entfernungen über die Erdbahn hinaus der Äther eine Verdichtung besitze, durch welche die Lichtstrahlen der Fixsterne eine Refraktion erleiden. Eine derartige Refraktion wäre geeignet, die Parallaxen aller Sterne gleicher Breiten je um denselben Betrag zu verkleinern, so daß sogar scheinbar negative Parallaxen auftreten könnten. In der Tat habe die sorgfältige Beobachtung für einzelne Fixsterne ein solches Ergebnis geliefert.

Ein anderes Ergebnis astronomischer Beobachtung hat den Heidelberger Astronomen Courvoisier<sup>2)</sup> gleichfalls auf Schäberles Hypothese einer interplanetaren Strahlenbrechung geführt. Die zur genauen Feststellung und Verfolgung der Erdaxenschwankung an den Sternwarten verschiedener Orte rings um die Erde angestellten fortlaufenden Beobachtungen der Polhöhen haben neben solchen Polhöhenänderungen, welche für Orte von 180° Längendifferenz entgegengesetzte Werte haben und daher auf Erdaxenschwankungen zurückzuführen sind, eine jährliche gemeinsame Polhöhenänderung erkennen lassen, welche für die verschiedenen geographischen Längen gleichen Wert besitzt, also keiner Schwankung der Erdaxe zugeschrieben werden kann. Dieses „Phänomen Kumuras“ ließe sich erklären durch die Annahme, daß den zu den Polhöhenbestimmungen benützten Fixsternen, nach dem Urheber der Methode Talcottsterne genannt, eine gemeinsame, daher bei ihrer Vergleichung sich verbergende Jahresparallaxe zukomme, ein sehr unwahrscheinliches Zusammentreffen. Dasselbe aber leistet auch eine Refraktion von jährlich wechselnder Richtung, wenn dadurch eine scheinbare negative Parallaxe von 0.13 Sekunden bewirkt würde. Es ist eine vielversprechende Aufgabe der messenden Astronomie, die optische Abstoßung der Sonne auf die Fixsterne bis in die nächste Nähe des Sonnenrandes zu prüfen.

Immerhin, man wird vielleicht sagen, daß man für die Ursache einer interplanetaren Strahlenbrechung nicht gerade Mendelejeffs Ätherstoff brauche. Irgend welche lichtbrechende Substanz, z. B. die Bestandteile unserer Erdatmosphäre, für welche ja das Barometergesetz keine Grenze nach oben kennt, Wasserstoff und Helium, welche in den Atmosphären der Sonne und Fixsterne leuchten, Kohlenwasserstoffe, wie solche von den Meteoriten herabgebracht werden, könnten vielleicht die kleine Strahlkrümmung auf einem hunderte von Millionen Kilometer langen Wege im interplanetaren Raume erzeugen. Diese Gase könnten vielleicht, besonders im Gebiete staubförmiger Massen, welche als Ursache des Zodiaklichts

<sup>1)</sup> Astronom. Nachr., Nr. 3935.

<sup>2)</sup> Astronom. Nachr., Nr. 3990 u. 3991.

in weiter Entfernung entlang der Ekliptikebene die Sonne umgeben, eine etwas erhöhte Verdichtung erfahren. Eine Schwierigkeit aber bleibt bei solcher Annahme bestehen: Das Temperaturgefäll der schweren Gase nach oben infolge der Schwere ist ein sovielmal stärkeres, sovielman ihre Molekulargewichte größer sind, als das unseres Gases  $x$ , unsere atmosphärische Luft würde bei  $1^\circ$  pro  $100^m$  Temperaturabnahme 28 Kilometer Höhe nicht erreichen, sie würde vor Erreichung des absoluten Nullpunkts zu Staub erstarren, es wäre nicht wohl denkbar, daß irgend eines der vom Chemiker bis jetzt gewogenen Gase in geringerer Entfernung von den Himmelskörpern noch den Gaszustand behauptet und das Licht breche. Die Annahme eines Weltraumgases von einer Temperatur, die von der Grenze der dichteren Erdatmosphäre bis in die fernsten Räume nur um eine kleine Zahl Grade sich ändert, erklärt uns am ungezwungensten eine Zahl zusammengehöriger Tatsachen: Die fast plötzliche Verlangsamung des Temperaturabfalls in Höhen von 12000 oder 13000 Meter an unter starker Neigung zur Ausbildung von Temperaturumkehrungen, eine Errungenschaft der modernen Äronautik, ferner das Auftreten leuchtender Nachtwolken, welche besonders nach dem Krakatauuasbruch in Höhen von 70 bis 100 Kilometer, wenn nicht noch höher, sich zeigten, die mannigfaltigen Dämmerungserscheinungen, aus welchen man auf eine diffuse Reflexion und Beugung des Sonnenlichts bis zu Höhen von über 70 Kilometer schließt, das Aufleuchten der Sternschnuppen, nach Schiaparelli noch in Höhen von 200 Kilometer erfolgend.

Die Physik ist noch keine einheitlich geschlossene Wissenschaft, wenn auch die allgemeinen Prinzipien der Energielehre sie beherrschen. Die Brücke von dem Gebiete der elektrischen und magnetischen Erscheinungen zu dem der Mechanik ist noch nicht geschlagen, nicht so, wie die kinetische Theorie der Gase imstande ist, einen großen Teil der Wärmeerscheinungen durch eine Mechanik der Gasmolekeln zu erklären. Zunächst ist es ein Glück für die Theorie des Ätherstoffs, daß ein großer Teil der Physik des Äthers seit Maxwell in das elektromagnetische Gebiet hinüberfällt. Hätten wir heute noch die Lichtwellen als Ausdruck mechanischer Elastizitätsschwingungen zu betrachten, so wäre es nicht möglich, die mystischen Vorstellungen vom Äther durch natürliche zu ersetzen. Die Tatsachen der Polarisation des Lichtes, die Unmöglichkeit, die transversalen Schwingungen in longitudinale umzusetzen, würden uns zwingen, dem Äther eine absolute Starrheit und Unzusammendrückbarkeit zuzuschreiben, welche ohne Analogon unter den Naturkörpern ist, und welche zusammen mit der widerstandslosen Durchdringbarkeit den Äther in das Gebiet des Übernatürlichen entrücken würde.

Nun können wir es ruhig dem andern Gebiete der Physik überlassen, jenseits der noch nicht geschlagenen Brücke die Gesetze der elektromagnetischen Wellen innerhalb der verschiedenen durchsichtigen Medien zu beschreiben. Um Hypothesen, welche die Kluft überbrücken, wird der menschliche Geist nicht verlegen sein, ohne die gesunden Grundlagen des modernen Realismus verlassen zu müssen, als welche Mendelejeff die Dreieinigkeit bezeichnet von Materie, Energie und Geist.

---

# Über die Flugbahn des am 4. Januar 1906 in Lindenberg aufgestiegenen Registrierballons.

Von

Dr. ALFRED WEGENER in Lindenberg.

Mit einer Abbildung im Text.

Am 4. Januar 1906 gelang es am Kgl. Aeronautischen Observatorium zu Lindenberg, den dort um 8 Uhr morgens aufgelassenen Registrierballon mit dem hierzu von Herrn A. de Quervain konstruierten Theodoliten, der bei dieser Gelegenheit hier zum ersten Male ausprobiert wurde, zu verfolgen, so daß sich seine Flugbahn vollständig ermitteln ließ.

Die Druckverteilung des 4. Januar — mit geringen Änderungen dieselbe wie die des Vortages und die des folgenden Tages — zeigte ein Hochdruckgebiet von mehr als 775 mm über dem Kaspischen Meere und ein Tiefdruckgebiet unter 745 im NW der britischen Inseln. Die über Mitteleuropa von SW nach NE streichenden Isobaren zeigten mehrere wellenförmige Ausbuchtungen, die von kleinen, am Rande der großen Depression nach N wandernden Teildepressionen herrührten, und welche raschen Wechsel in der Bewölkung und Windrichtung zur Folge hatten.

Die trigonometrische Verfolgung der Ballons wurde durch fast wolkenlosen Himmel begünstigt. Um 8 Uhr, zur Aufstiegszeit, herrschte Bew. 1° a-str, ∞, während bereits wenige Stunden darauf 7<sup>+</sup>-1 a-str notiert wurde. Ein anderer Umstand, welcher die Verfolgung des Ballons außerordentlich erleichterte, war die außergewöhnliche Ruhe in den höheren Luftschichten, die zur Folge hatte, daß der Ballon in seiner Maximalhöhe von 11470 m unter einem Höhenwinkel von fast 44° sichtbar war und in einer Entfernung von nur 20 km vom Aufstiegsort landete.

Zur Zeit des Aufstiegs herrschte am Erdboden Südwind von 7 m p. s. Geschwindigkeit (in Berlin wurde bei der gleichzeitig stattfindenden bemannten Freifahrt unten SE 3 m p. s. notiert) bei einer Temperatur von -8.0°, die durch eine starke nächtliche Ausstrahlungsinversion in der untersten Luftschicht hervorgerufen war: schon bei 1000 m herrschte nach der Ballonregistrierung +1.5°, nach dem unmittelbar darauf folgenden Drachenaufstieg +2.4°, während bei der Freifahrt über Berlin das Temperaturmaximum von +4.0° schon bei 800 m gefunden wurde. Der Registrierballon trieb zunächst mit der unteren Windströmung sehr rasch (der Drachenaufstieg ergab ein Windmaximum von 12 m p. s. bei 250 m) nach N, schwenkte aber alsbald immer mehr nach rechts, bis er nach einer Azimutdrehung von etwa 90° für den hierauf nicht vorbereiteten Beobachter hinter dem Windenhouse verschwand. Der Theodolit mußte von neuem aufgestellt werden, es gelang glücklicherweise, den Ballon wieder aufzufinden, und die Beobachtung konnte nun ohne weitere Störung fortgesetzt werden. Bald konnte eine anhaltende Linksdrehung festgestellt werden, und der Höhenwinkel, der in dem lebhafteren unteren Winde bis auf 28° gesunken war, nahm fortgesetzt zu, ein Abflauen des Windes mit zunehmender Höhe anzeigend. Bei 10700 m Seehöhe — wie die Registrierung

später ergab — erreichte der Höhenwinkel das Maximum von  $44.2^\circ$ , um dann bis zur Maximalhöhe wieder langsam abzunehmen.

Die Ablesungen wurden in der Weise ausgeführt, daß ein Gehülfe alle 30 Sekunden das Signal zum Ablesen gab, während ich selbst die Einstellung ausführte, die Kreise ablas, und die Ablesung dem Gehülfen diktierte. Bei der — abgesehen vom alleruntersten Teile der Bahn — sehr langsamen Bewegung, die der Ballon im allgemeinen zeigte, konnte dies ohne Mühe ausgeführt werden (wiederholt konnte ich auch ohne Gefahr vom Fernrohr zurücktreten, um andere Personen hineinschauen zu lassen).<sup>1)</sup>

55 $\frac{1}{2}$  Minuten nach dem Aufstieg konnte das Platzen des Ballons beobachtet werden, worauf der Höhenwinkel sofort rapide abnahm, so daß einige Aufmerksamkeit nötig war, um den Ballon nicht aus dem Gesichtsfelde zu verlieren. Es war nun nicht uninteressant, das Verhalten des geplatzen Ballons zu verfolgen. Während die obersten Höhenkilometer durchfallen wurden, sah man die geplatze Hülle fortwährend nach oben schlagen und so den Fallschirm bisweilen gänzlich verdecken, wodurch der darunter sichtbare, in der Sonne blitzende Apparat in starkes Schleudern geriet. Die hierdurch hervorgerufenen Erschütterungen lassen sich an der Registrierkurve deutlich erkennen. Später sah man die Ballonhülle, offenbar zusammengeballt, unter dem ausgebreiteten Fallschirm, von ihm deutlich getrennt, hängen, so daß er nun keine Störung mehr verursachen konnte. Der Fallschirm wurde noch weitere 25 $\frac{1}{2}$  Minuten nach dem Platzen verfolgt, bis er unter einem Höhenwinkel von  $4^\circ$  in einer direkten Entfernung von 16930 m vom Beobachter (in 1360 m Seehöhe) im Dunst am Horizont verschwand. In der Maximalhöhe hatte seine direkte Entfernung vom Beobachter bereits 16600 m betragen, bei dem schnellen Fall durch die schwach bewegten oberen Luftschichten hatte sie sich dann bis auf etwa 14000 m verringert, bis der Fallschirm von dem lebhafteren Unterwind wieder schneller fortgetrieben wurde.

In der beifolgenden Abbildung ist der Grundriß und Aufriß der Flugbahn dargestellt, der letztere nach der Vertikalebene über der mittleren Flugrichtung. Für Höhen- und Horizontalskala ist derselbe Maßstab benutzt. Über die Art der Berechnung der einzelnen Punkte, die sich im großen und ganzen an das von Herrn de Quervain seinerzeit dargelegte Verfahren<sup>2)</sup> anschließt, sei hier noch folgendes bemerkt.

Es waren insgesamt 134 Ablesungen erhalten worden, indem, wie schon erwähnt, prinzipiell von 30 zu 30 Sekunden abgelesen wurde. Von diesen wurde aber nur etwa der 4. Teil zur Berechnung herangezogen. Trotz dieser scheinbaren Inkonsequenz hat die enge Folge von Ablesungen einen großen Vorzug, den man nicht unterschätzen darf: sie gestattet es nämlich, die für den Verlauf der Kurve charakteristischen Punkte auszuwählen und so mit

<sup>1)</sup> Ich möchte an dieser Stelle einige kurze Worte über den Theodoliten von Herrn de Quervain einreichen. Die starke Vergrößerung des Fernrohres, die robuste Kreisteilung, die bequem aus- und einzuschaltende Feinbewegung, das gebrochene Fernrohr mit dem primitiven, aus Korn und Kinnre bestehenden Sucher usw., alle diese Anordnungen sind so zweckmäßig für die gestellte Aufgabe getroffen, daß ich nicht anstehe, das Instrument auf das wärmste zu empfehlen. Indessen darf ich einige kleine Mängel der Ausführung, die sich leicht hätten vermeiden lassen, hier nicht verschweigen. So sind die 3 Fußschrauben so dicht unter dem Azimutkreise angebracht, daß schon in wenig extremen Stellungen die Nonius-Alhidade mit den Schrauben kollidiert, was unter Umständen ein Neuaufbauen des Instruments inmitten einer Beobachtungsreihe nötig machen kann. Ferner wäre es meines Erachtens praktischer gewesen, die Teilung des Azimutkreises nach rechts statt nach links wachsen zu lassen, und endlich könnte der dem Instrument beigegebene Holzkasten etwas bequemer eingerichtet sein. Vielleicht könnten diese Punkte bei etwaigen späteren Lieferungen berücksichtigt werden. Jedenfalls sind sie aber so wenig von Bedeutung, daß das Gesamturteil über die vorzügliche Brauchbarkeit des Instruments dadurch keine Einbuße erleiden kann.

<sup>2)</sup> Beiträge z. Physik d. freien Atm. I 1, Straßburg 1904, p. 47.

einem Minimum von Rechnungsaufwand eine verhältnismäßig sehr vollkommene Darstellung der Bahnkurve zu erhalten, während man bei der Beobachtung selbst kein sicheres Urteil über die Wichtigkeit einer einzelnen Ablesung hat. Andererseits tritt durch eine so enge Folge der Ablesungen kaum eine Mehrbelastung des Beobachters ein, da dieser ja doch am Instrument bleiben muß, um den Ballon nicht zu verlieren, und da durch die bei kürzeren Abständen größere Kontinuität der Winkeländerungen wiederum die Ablesung selbst erleichtert und Irrtümern vorgebeugt wird.

Die zu den Beobachtungszeiten gehörigen Höhen des Ballons wurden einer graphischen Darstellung entnommen, in welcher die Höhe als Ordinate und die Zeit als Abszisse eingetragen und die erhaltene Steigkurve graphisch ausgeglichen war. Diese Ausgleiche war namentlich für die Ableitung der Windgeschwindigkeiten von Nutzen, in welche sonst alle Ungleichmäßigkeiten des Uhganges und der Auswertung voll eingegangen wären. Aus der so erhaltenen relativen Höhe über dem Aufstiegsort und dem beobachteten Höhenwinkel wurden mit dem Rechenstab die horizontalen Entfernungen ermittelt und mit den zugehörigen Azimuten in die Figur eingezeichnet. Um den Aufriß zu erhalten, wurden dann alle Höhen senkrecht auf der Verbindungslinie zwischen Aufstiegs- und Landungsort eingetragen.

Die Zahlenwerte für die berechneten Punkte, und die für die zwischenliegenden Höhenintervalle geltenden Windgeschwindigkeiten und -Richtungen sind folgende:

Zeit nach dem Aufstieg		Höhenwinkel	Azimut	Horizontale Entfernung	Seehöhe	Wind	
m	s					Geschw.	Richtung.
0	0	—	—	—	120	7,8	SW
3	53	22,0	N 35,5° E	1 805	850	6,1	WNW
10	48	31,3	84,0	3 340	2 150	7,4	WSW
13	48	29,3	81,0	4 670	2 740	8,1	W
16	48	27,8	81,7	6 110	3 340	4,9	SW <sub>2</sub> W
22	3	29,6	76,5	7 530	4 400	4,8	SW
26	48	31,3	71,3	8 690	5 410	5,3	SSW
31	48	32,5	65,1	9 890	6 420	2,4	SSW
34	48	34,1	63,5	10 240	7 060	2,3	NNW
38	48	37,2	66,7	10 260	7 910	2,1	E
42	48	41,4	N 65,3° E	9 810	8 770	3,3	SSW
45	48	42,2	63,1	10 200	9 380	2,9	NW
47	48	43,3	65,0	10 280	9 820	2,3	SSE
48	48	43,9	64,3	10 290	10 030	4,4	SSW
51	48	44,2	61,8	10 910	10 720	6,5	SSW
52	48	43,9	60,7	11 230	10 040	6,3	WSW
53	48	43,6	60,7	11 600	11 160	4,3	WNW
55	18	43,7	61,9	11 840	11 430		
55	33		Ballon platzt		11 470		
56	33	41,9	N 62,5° E	12 080	10 960	3,1	W
59	48	36,6	60,0	12 550	9 440	3,7	SSW
61	48	33,1	61,1	12 850	8 500	3,2	W
63	48	30,2	59,4	12 850	7 600	3,1	SSE

Zeit nach dem Aufstieg		Höhenwinkel	Azimut	Horizontale Entfernung	Seehöhe	Wind	
						Geschw.	Richtung.
m	s	o		m	m	m p. s.	
65	48	27,4	N 60,1° E	12 660	6 680	1,9	NNW
68	48	21,8		59,7	13 310	5 450	3,8
73	18	14,3	57,1	14 500	3 820	4,8	SWzS
74	48	12,1	57,0	14 910	3 320	4,9	SW
75	48	10,6	56,8	15 280	2 980	6,3	SW
78	18	7,2	59,1	16 150	2 160	6,9	W
79	18	6,0	59,4	16 460	1 850	5,7	W
80	48	4,2	60,7	16 870	1 360	6,1	WNW
Fallschirm wird unsichtbar.							
85	0	—	N 59° E	20 000	150	12,6	SW

Die schon erwähnte starke Rechtsdrehung über der Erdbodeninversion ist sowohl beim Aufstieg wie beim Abstieg sehr deutlich ausgesprochen, desgleichen die darüber folgende Linksdrehung. Da die energische Linksdrehung erst oberhalb 3000 m einsetzt, so konnte sie bei dem gleichzeitigen Drachenaufstieg, der nur bis 2920 m reichte, nicht mehr bemerkt werden. Hier ist vielmehr bis zur Maximalhöhe noch reiner W-Wind angegeben. Dagegen wurde sie bei der bemannten Freifahrt festgestellt; nachdem der Ballon in den Höhen zwischen 2500 und 3000 m stundenlang mit fast reinem W-Wind geflogen war, findet sich bei Erreichung der Höhe von 3180 m die Notiz: „Wir biegen scharf nach NE um“.

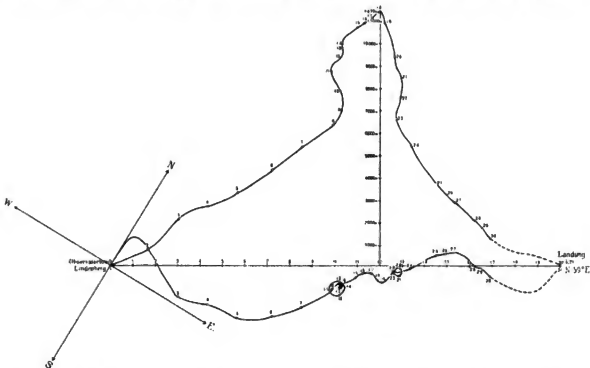
Die interessanteste Erscheinung im weiteren Verlaufe unserer Bahnkurve ist aber die darauffolgende Doppelschleife, die der Registrierballon in der Höhe zwischen 7000 und 10000 m bei sehr geringen Windgeschwindigkeiten durchläuft, und deren getreues Abbild — durch die größere Fallgeschwindigkeit etwas verkleinert — beim Abstieg erscheint. Die Höhenlage ist im letzteren Falle etwas verschoben, was offenbar auf die mit der Zeit immer schlechter werdende Übereinstimmung zwischen der Uhr des Beobachters und der Uhr des Registrierinstruments zurückzuführen ist.

Oberhalb dieses doppelten Windumlaufes, aus dem der Ballon mit SSW-Wind heraustritt, wird bei etwa 10900 m der Beginn einer neuen Rechtsdrehung angetroffen, welche bei 11200 m zu reinem WNW-Winde führt, der bis zur Maximalhöhe von 11470 m anhält. Gleichzeitig zeigen beide Thermographen (der verwendete Hergesellsche Ballon-sonde-Apparat enthielt außer dem originalen Hergesellschen noch einen Teisserenc de Bortschen Thermographen, der auf derselben Trommel schrieb) eine Inversion zwischen 11080 m und der Maximalhöhe (H. von  $-61,0^\circ$  auf  $-60,0^\circ$ , T. d. B. von  $-63,5^\circ$  auf  $-62,0^\circ$ ), welche anscheinend nicht durch Strahlungseinflüsse erklärbar ist, sondern reell zu sein scheint. Es ist sehr zu bedauern, daß der Ballon nicht noch einige Kilometer höher stieg, bevor er platzte; denn dann würde man vermutlich über die Realität dieser Inversion und speziell darüber, ob der in der Maximalhöhe angetroffene WNW-Wind nur den Beginn einer dritten größeren Schleife darstellt, oder ob vielleicht mit der mehrfach in großen Höhen festgestellten warmen Luftströmung identisch ist, Aufschluß erhalten haben. Die letztere Annahme gewinnt vor allem durch eine Beobachtung an Wahrscheinlichkeit, welche Herr Hergesell in einem früheren Heft dieser Zeitschrift mitgeteilt hat.<sup>1)</sup> Er fand dort die genannte warme Luftströmung in Gestalt eines oberhalb

<sup>1)</sup> I, 3. p. 143.

11 300 m Höhe wehenden NW-Windes von etwa 14 m p. s. Geschwindigkeit. Auch damals war der Übergang zu dieser Strömung durch eine Zone mit eigentümlich wechselnder Windrichtung charakterisiert, in der es anscheinend nur wegen der allzu gewaltigen translatorischen Bewegungen der Luftmassen (in 10500 m herrschte E 30 m p. s.) nicht zur Ausbildung von geschlossenen Schleifen in der Bahnprojektion kam.

Ich möchte aber an dieser Stelle vor allem auf die sehr merkwürdige Übereinstimmung der von uns erhaltenen Kurve mit der seinerzeit von Herrn de Quervain a. a. O. publizierten hinweisen. Nach einer starken Linksdrehung durchläuft auch bei ihm der Ballon in den Höhen



zwischen 12 000 und 15 000 m erst eine größere und dann eine kleinere Schleife, beide wie bei uns im Sinne einer dauernden Rechtsdrehung mit zunehmender Höhe. Über den beiden Windumläufen findet sich auch bei ihm bis zur Maximalhöhe WNW-Wind von fast derselben Geschwindigkeit (3 m p. s. gegen 4 in unserem Falle). Es ist natürlich nicht zulässig, aus dieser Übereinstimmung weitere Schlüsse zu ziehen, aber es scheint hiernach, als seien solche mehrfachen vollständigen Windumläufe in großen Höhen nicht etwas so Seltenes und Abnormes, wofür man sie bisher wohl gehalten hat.

Über diese eigentümlichen Strömungsverhältnisse in den höchsten, den bemannten Ballons nicht mehr zugänglichen Schichten der Atmosphäre können wir nur durch häufigere Anwendung der trigonometrischen Verfolgungsmethode, die wir in der vorliegenden vereinfachten Form Herrn de Quervain verdanken, weitere Aufschlüsse erhalten, und es kann daher eine möglichst ausgiebige Verwendung derselben nicht warm genug empfohlen werden. Es steht zu erwarten, daß wir auf diesem Wege noch wichtige Aufschlüsse über die vermutlich einfacheren und großzügigeren Erscheinungen der obersten Luftschichten und deren Zusammenhang mit der Gesamtzirkulation der Atmosphäre erhalten werden.

# A Discussion of the Observations obtained by the Blue Hill Observatory with Ballons-sondes at St. Louis.

By

HENRY HELM CLAYTON.

## Introduction.

The publication of the following discussion by Mr. Clayton of the ballon-sonde observations at St. Louis is authorized as a part of the work of the Blue Hill Observatory.

A. Lawrence Rotch, Director.

The observations on which the following discussion is based were begun by Mr. Rotch in the autumn of 1904 in cooperation with the management of the World's Fair at St. Louis. They were continued during January 1905 at his own expense, and then extended through July by means of a grant from the Hodgkins fund. The ballons-sondes, during the summer half-year were liberated by Mr. S. P. Fergusson, and during the winter half-year by the writer. A report containing the observations in detail, together with the observations now in progress, will be published later by Mr. Rotch.

There were balloon ascents on eight days in autumn, on seven days in winter and on seven days in summer, when records were obtained which could be used in the following discussion. Except in three cases, the balloons were all liberated after sunset and at a time of day when the temperature was nearly normal, in order to avoid the effects of insolation, and to eliminate the effects of the diurnal periods from the records.

## The Temperature gradients.

Table I contains the mean vertical gradients per hundred meters at St. Louis, classified by seasons and given for intervals of one kilometer.

Table I.

Mean Vertical Gradients of Temperature per 100 Meters for each Kilometer above St. Louis.

Hights in km	Winter	Spring	Summer	Autumn	Year . . .
0—1	— .19 ° C.	—	— .75	— .51	— .48
1—2	— .22	—	— .76	— .30	— .43
2—3	— .38	—	— .45	— .46	— .43
3—4	— .49	—	— .49	— .48	— .49
4—5	— .67	—	— .51	— .59	— .59
5—6	— .59	—	— .64	— .73	— .66



Hights in km	Winter	Spring	Summer	Autumn	Year . . .
6—7	—87	—	—77	—68	—77
7—8	—93	—	—88	—80	—87
8—9	—51	—	—81	—76	—69
9—10	—44	—	—85	—72	—67
10—11	—47	—	—77	—32	—52
11—12	—12	—	—54	—63	—43
12—13	—10	—	—29	—38	—26
13—14	—32	—	+31	—56	—19
14—15	—07	—	+46	+10	+16

This table shows that for every season the rate of decrease of temperature above 2 km increases up to 7—8 km, then diminishes, and that there is an inversion above 13—14 km in summer and autumn and a very slow decrease in winter. When the gradients are computed for intervals of 500 meters, an inversion appears in winter between 12.5 and 13 km. The inverted gradient hence begins higher in summer than in winter and is found higher in the central United States than in Europe. These observations at so great a distance from Europe, while confirming those obtained by Mr. Tëisserenc de Bort and by Dr. R. Assmann, also make it probable that this high and relatively warm stratum of air extends throughout the north temperate zone. Below one kilometer the rate of decrease of temperature was very rapid throughout the year, as is shown by the rapid rate of decrease from 0—1 km in summer and in autumn, and by the following rates of decrease for each 0.5 km in winter:

Hights	0.0—0.5 km	0.5—1.0	1.0—1.5	1.5—2.0
Gradient	—94° C.	+30	+03	—46

These figures show a rapid decrease of temperature in winter from 0.0—0.5 km and an inverted gradient from 0.5—1.5 km. If the frequency of each gradient is considered instead of the mean gradient, using all of the observations, the frequencies shown in Table II are obtained.

**Table II.**  
Frequencies of Different Temperature Gradients per Hundred Meters for Intervals of 500 Meters.

Hights in km	Normal Gradients, ° C.											Inverted Gradients 0—1.2° C	Total of all cases	
	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11			11—12
0—1	0	1	2	1	4	4	1	4	4	6	5	0	6	38
1—2	3	3	3	2	3	8	2	5	2	2	1	1	4	39
2—3	0	5	5	6	6	8	3	1	2	0	0	0	2	39
3—4	1	1	3	5	13	8	6	3	1	0	0	0	0	41
4—5	0	0	0	7	7	7	8	4	4	2	0	0	0	39
5—6	0	2	0	1	2	7	10	9	2	3	1	0	0	37
6—7	0	0	0	0	2	5	6	6	6	5	2	1	0	33
7—8	0	0	0	1	0	2	3	6	5	4	6	3	0	30
8—9	0	0	0	0	2	4	5	5	3	5	2	0	1	27
9—11	0	1	3	2	2	3	1	5	5	10	3	0	2	37
11—13	1	2	3	3	3	0	2	2	2	1	1	0	5	25
13—15	2	1	2	0	1	1	1	0	1	0	0	0	5	13

Table II shows that the most frequent gradients in the lower air (0—1 km) are the adiabatic gradients of dry air (0.9—1.1 ° C.) and of saturated air (0.5—0.6 ° C.).

Gradients of inverted temperature (a rise of temperature with increase of height) also show a maximum frequency in this lower stratum.

From 1—7 km the prevailing gradients are the adiabatic gradients of saturated air. Table III shows how closely the theoretical gradients for saturated air agree with the most frequent gradients shown in Table II.

Table III.

The Mean Temperatures at St. Louis and the Theoretical Adiabatic Gradients for Saturated Air.

Heights	0—1 km	1—2	5—6	7—8
Temperatures	7.0° C.	-2.0° C.	-13.6° C.	-28.8° C.
Gradients for	.55	.57	.67	.82 Ferrel
Saturated Air	.56	.56	.68	.84 Neuhoff

The frequency of adiabatic gradients for dry air (0.9—1.1 ° C.) diminish rapidly with increasing height to 3 km and none were observed between 3—4 km, a result which agrees well with that derived from several hundred kite-flights at Blue Hill. Above 4 km the frequency of the adiabatic gradients of dry air increases again and from 7—9 km is equal to that of saturated air. From 9—11 km the adiabatic gradients for dry and for saturated air approximately coincide and show a decided maximum of frequency over other gradients. Above 11 km, a sudden change takes place with the appearance of frequent inverted gradients. From 13—15 km inverted gradients and gradients of very slight fall (0.0—0.3 ° C.) are found in 10 out of 13 cases, that is about 80 per cent of the time. No adiabatic gradient was observed at this height. Inverted gradients, through a thickness of 500 meters, showed a maximum frequency near the ground, then rapidly diminished and none were observed from 3—8 km, but above 8 km they increased rapidly to a maximum at the highest point reached.

It is interesting to note that the two zones of maximum frequency of clouds, the cumulus and the cirrus, are at the tops of the zones of maximum frequency of the adiabatic gradients of dry air. The frequency with which clouds were found at each level at Blue Hill is as follows for the 400 meters ending at the heights given:

Heights in km	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Frequency of Clouds	66	71	46	15	15	16	25	26	36	22	22	17	3	4	1	0

The air itself is so transparent as to be but little heated by direct insolation. Adiabatic gradients usually happen in two ways; (1) by the heating of the air in contact with the warm ground, or (2) by the flowing of cold air from a northern latitude over warmer air, or over air in contact with warmer ground or water, until the adiabatic gradient is reached, when overturning takes place. The adiabatic gradients below 2 km result from both causes, but probably mainly from heating of the earth's surface during the day by insolation. This latter cause is, however, absent at the height of 7 to 11 km, so that the adiabatic gradients of dry air found there probably arise from the overflow of air from a colder region. This

conclusion appears to be borne out by the observed motion of the clouds at Blue Hill. There is in the eastern United States a maximum frequency of currents from the WNW and NW between 1 and 3 km, then a sudden decrease in these currents and an increase in currents from WSW between 3 and 7 km, followed by another maximum of WNW and NW currents between 7 and 10 km and then a second maximum of currents from W above 10 km. (See *Annals of the Astronomical Observatory of Harvard College* Vol. XLII, Part II, Table XXXVI, P. 254.) In the United States, currents from NW and WNW bring low temperatures and currents from WSW and SW bring higher temperatures. The frequency of the cloud movements at Blue Hill from different directions between NW and SW, expressed in percentages, is shown in Table IV.

Table IV.

Frequencies of Currents from Different Directions at Different Levels, in Percentages.

Heights in km	Blue Hill, Summer						Blue Hill, Winter					
	NW	WNW	W	WSW	SW	Cases	NW	WNW	W	WSW	SW	Cases
0-1	3	7	20	18	15	97	1	3	4	8	8	80
1-3	21	22	17	19	4	180	13	29	19	16	2	221
3-5	11	0	40	24	11	79	2	32	19	47	0	47
5-7	5	22	31	30	6	74	3	12	23	28	12	59
7-10	6	37	24	16	6	161	10	11	38	32	2	176
over 10	8	17	40	7	8	144	7	16	72	3	2	69

Returning to Table I, it is seen, that the most rapid decrease of temperature from 0 to 4 km occurs in summer. From 4 to 8 km the most rapid decrease is found in winter. From 8 to 11 km it is found in summer and from 11 to 14 km it is found in autumn, showing in these upper levels a gradual shifting from winter to autumn. This result is in substantial accord with the results derived by Dr. Hann from the observations of Teisserenc de Bort, as is shown in Table V.

Table V.

Temperature Differences Derived from 581 Ballon-sonde Flights from Paris.

	Winter	Spring	Summer	Autumn	Year
1-3 km	7.8 ° C.	10.8 ° C.	10.1 ° C.	8.6 ° C.	9.33 ° C.
3-5	11.6	11.9	11.0	11.2	11.42
5-7	13.8	13.8	13.0	13.4	13.50
7-9	13.8	14.0	15.6	15.0	14.60
9-11	11.0	6.9	12.3	13.0	10.80

Here the greatest gradient from 1 to 5 km is found in spring, from 5-7 km in winter, from 7-9 km in summer and from 9-11 km in autumn.

At Berlin the vertical temperature gradients from 0-4 km are greatest in summer, as shown by Table VI.

**Table VI.**  
Vertical Decrease of Temperature per 100 m. from 75 Balloon Ascents at Berlin.

	Winter	Spring	Summer	Autumn
0—1 km	.04 ° C.	.49 ° C.	.71 ° C.	.48 ° C.
1—2	.42	.52	.58	.43
2—3	.56	.60	.53	.49
3—4	.53	.51	.57	.50

At Blue Hill the steepest gradient near the ground from 0—5 km is found in March. But from 0.5 km to 3 km it is found in summer, as shown by Table VII.

**Table VII.**  
Vertical Decrease of Temperature per 100 m from 266 kite-flights at Blue Hill, U. S. A. 1)

Hights in km	Jan.	Feb.	Mar.	Apr.	May	Jun.	Jul.	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.
0.0—0.2	.09	.12	.36	.20	.18	.26	.19	.06	+10	+09	.07	.02
0.0—0.5	.34	.39	.39	.37	.33	.33	.39	.33	.32	.16	.18	.18
0.5—1.0	.36	.44	.52	.48	.52	.51	.61	.52	.55	.52	.57	.46
1.0—2.0	.31	.31	.31	.43	.59	.61	.60	.48	.44	.36	.35	.30
2.0—3.0	.46	.41	.40	.44	.51	.54	.54	.55	.52	.51	.40	.41

The equations which give the harmonic sine curves of the observed values at Blue Hill, are as follows:

	Harmonic Values	Dates of Maxima
0.0—0.2 km	. . . . 0.11 + .155 sin. (7° + x)	Apr. 9
0.0—0.5 "	. . . . 0.31 + .088 " (341° + x)	May 6
0.5—1.0 "	. . . . 0.51 + .063 " (250° + x)	Aug. 6
1.0—2.0 "	. . . . 0.42 + .150 " (285° + x)	July 2
2.0—3.0 "	. . . . 0.48 + .075 " (260° + x)	July 27
1.0—3.0 "	. . . . 0.45 + .111 " (277° + x)	July 10

The epoch is taken as the middle of January.

These equations show that the maximum rate of decrease of temperature near the ground occurs in spring, while from 0.5 km to 3.0 km it occurs in summer. If the results for the interval 0 to 0.5 km be separated into two parts, night and day, it is seen that the rapid rate of decrease during the spring is chiefly due to the night observations. At night the temperature usually increases with increase of height up to a height of about 500 meters, owing to the chilling of the ground by radiation. This contrast of temperature between the earth and air is most marked in autumn and least in spring. As the night and day gradients have opposite signs, the two nearly neutralize each other in autumn, so that the mean gradient is almost zero. This effect is less marked in the spring when the night gradient is least, so that the mean of night and day in the lower air then becomes greatest. However the day gradient taken alone is greatest in summer, when insolation is greatest.

1) The plus sign indicates an increase of temperature with increase of height. An absence of sign indicates a decrease of temperature with increase of height.

The contrast between the night and day gradients is shown by the equations as follows:

$$\begin{array}{l} \text{Night } 0-0.5 \text{ km} \dots + 0.17^\circ\text{C} + .101 \sin. (199^\circ + x) \\ \text{Day } 0-0.5 \text{ " } \dots - 0.79 \text{ " } + .117 \text{ " } (307^\circ + x) \end{array}$$

The plus sign means an increase of temperature with height and the minus sign a decrease of temperature with height. The equations show that at night the least rate of increase of temperature occurs on March 28, while by day the most rapid rate of decrease of temperature occurs about June 9.

The controlling causes of the gradients which these facts suggest are: 1. the controlling factor in the gradients near the ground is radiation; 2. the controlling factor in gradients from 0.5 to 3 km is heating of the ground by insolation. The air, heated by day by contact with the ground, rises to heights of 2 or 3 kilometers, cooling adiabatically. This factor is greatest in summer when insolation is greatest; 3. the controlling factor in gradients above 3 km is cyclonic. This effect reaches a maximum in the levels 3-5 km in winter when the heights of cyclones, as indicated by the heights of the cirrus clouds, are lowest, and is felt at greater heights in summer and autumn when the cirrus clouds rise to higher levels.

A comparison of the vertical temperature gradients at St. Louis with those at other places is found in Table VIII.

Table VIII.

Vertical Gradients of Temperature per 100 meters at Different Places.<sup>1)</sup>

	Heights in Kilometers.														
	0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15
St. Louis . . .	-.48	-.43	-.43	-.49	-.59	-.66	-.77	-.87	-.69	-.67	-.52	-.43	-.26	-.19	+.16
Blue Hill . . .	-.29	-.42	-.47	-.56	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Paris . . . .	-.18	-.46	-.47	-.54	-.60	-.65	-.71	-.72	-.73	-.58	-.39	-.12	+.08	+.03	—
Berlin . . . .	-.50	-.50	-.54	-.53	-.64	-.69	-.66	-.70	-.81	-.63	-.41	-.15	+.12	—	—
Western Europe	-.22	-.44	-.50	-.57	-.63	-.68	-.70	-.71	-.71	-.63	—	—	—	—	—
Moscow . . .	+.03	-.10	-.37	-.46	-.53	-.61	-.73	-.81	-.81	-.91	-.86	—	—	—	—

This table shows the remarkable similarity found in the vertical gradient of temperature in Europe and America. At every station the gradient increases up to a height of between 7 and 9 km and then decreases again. Above 12 km in Europe and 14 km in America, a marked inversion of temperature occurs.

<sup>1)</sup> The gradient for Blue Hill is derived from 266 kite-flights in 1894-1902. See Annals of the Astronomical Observatory of Harvard College Vol. LVIII — Part I<sup>4</sup>, p. 47, Cambridge 1904. The gradient for Paris is derived from 581 ballon-sonde flights, 1898-1903. See „Quatrième Conférence de la Commission internationale pour l'aérostation scientifique“, St. Petersburg, 1905. The gradient for Berlin is derived from 75 flights of manned balloons up to 10 kilometers and from the records of 6 ballon-sonde flights above that height. See „Wissenschaftliche Luftfahrten, Band III“, p. 73, Berlin 1900. The gradient for Western Europe is derived from 160 international ballon-sonde flights made from Paris, Strassburg, Berlin and Vienna; see „Über die Temperaturabnahme mit der Höhe bis 10 km nach den Ergebnissen der internationalen Ballon-aufstiege“, von J. Hann, Vienna, 1904. The gradient for Moscow is derived from 31 ballon-sonde flights between Jan. 17 and April 4, 1901. See „Rapport sur les lancers de ballons-sondes faits en Russie“ par Alfred de Quervain, Observatoire de Météorologie Dynamique.

### The temperatures at different heights.

In Table IX are given the normal temperatures for January and July and at the seasons at different levels above St. Louis. It was obtained by adding to the normal temperatures at St. Louis the mean differences between the temperature at the ground and at the given level. This method of getting normals at a point where there is a short series of observation, by comparing it with an adjacent point where there is a long series of observation, is much more accurate than to determine the mean directly from the observations.

Table IX.  
Normal Temperatures at St. Louis at Different Heights.

Height km	Jan.	July	Winter	Spring	Summer	Autumn	Year
Ground	-0.8°C	26.0°C	0.9°C	—	24.9°C	13.8°C	13.1°C
1	-2.4	19.8	-0.7	—	18.7	9.5	9.1
2	-4.6	12.1	-2.8	—	11.1	6.5	4.8
3	-8.4	7.7	-6.6	—	6.6	1.9	0.5
4	-13.3	2.8	-11.5	—	1.7	-2.9	-4.4
5	-20.0	-2.4	-18.3	—	-3.4	-8.8	-10.3
6	-25.9	-8.8	-24.2	—	-9.9	-16.1	-16.9
7	-34.6	-16.5	-32.8	—	-17.5	-22.9	-24.5
8	-43.9	-25.3	-42.1	—	-26.3	-30.9	-33.2
9	-49.0	-33.3	-47.2	—	-34.4	-38.5	-40.1
10	-53.3	-41.8	-51.6	—	-42.9	-45.7	-46.8
11	-58.1	-49.5	-56.3	—	-50.5	-48.8	-52.0
12	-59.3	-54.9	-57.5	—	-56.0	-55.2	-56.3
13	-60.3	-57.9	-58.5	—	-58.9	-59.0	-58.8
14	-63.5	-54.8	-61.7	—	-55.9	-64.6	-60.8
15	-64.2	-50.2	-62.4	—	-51.3	-63.6	-59.2

By subtracting the mean temperature of January from that of July an approximately correct measure of the annual range of temperature may be obtained at each kilometer. These ranges are given in Table X and are compared with the difference in temperature between the coldest and warmest month found for different heights above Paris, Berlin and Blue Hill.

Table X.  
Annual Ranges of Temperature at Different Heights.

	Ground	1 km	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
St. Louis . .	26 <sup>o</sup> .8 C	22 <sup>o</sup> .2	16 <sup>o</sup> .7	16 <sup>o</sup> .1	16 <sup>o</sup> .1	17 <sup>o</sup> .6	17 <sup>o</sup> .1	18 <sup>o</sup> .1	18 <sup>o</sup> .6	15 <sup>o</sup> .6	11 <sup>o</sup> .5	8 <sup>o</sup> .6	4 <sup>o</sup> .4	2 <sup>o</sup> .4*	8 <sup>o</sup> .7
Paris . . . .	13.7	14.7	13.5	13.0	13.6	13.7	14.4	14.1	13.7	12.3	10.1	9.2	9.1*	9.9	9.3
Blue Hill . .	25.4	23.9	21.9	21.0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Berlin . . .	20.1	14.3	11.8	14.2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

The results for Paris are from the „Mémoires de la Quatrième Conférence de la Commission International pour l'Aérostation scientifique“, St. Petersburg, 29. août — 3. sept. 1904. The results for Blue Hill are derived from the „Annals of the Astronomical Observatory of

Harvard College", Vol. LVIII, Part I. The results for Berlin are from „Ergebnisse der Arbeiten am Aeronautischen Observatorium“, 1903 and 1904.

St. Louis being near the center of a large continent, the annual range of temperature near the ground is large, but the range diminishes rapidly with increase of height and at a height of 2 kilometers is but little greater than that of Paris. The range reaches a minimum at a height of about 3 km, then increases and reaches a second maximum at a height of 7 to 8 km. Above 8 km the range diminishes rapidly and becomes very small between 12 and 13 km. At this height the temperature is nearly as low in summer as in winter. Above 13 km the range appears to increase again. The changes in the ranges at Paris are almost parallel to those at St. Louis. The maximum range is at one kilometer, then there is a decrease to 3 km, followed by an increase to a maximum at 6 to 7 km, and a decided minimum at 12 km. Both at St. Louis and at Paris the minimum range is found at the bottom of the high stratum where the inverted temperature gradient occurs.

At Blue Hill and Berlin a maximum range is found near the ground and the range then diminishes to a height of about 3 km, but observations are lacking at higher levels. In Table X, the ranges at Berlin were derived from the records obtained with kites. The monthly means from the balloon observations are not accessible, but, if the difference between the temperatures of winter and summer is taken, the same characteristics are shown. The same characteristics are also found in the difference between summer and winter in the international balloon records worked up by Dr. Hann as shown in Table XI. The seasonal differences were not worked up for heights exceeding 4 km.

Table XI.

Differences between the Mean Temperatures of Summer and Winter.

	Cases	Heights in Kilometers				
		Earth	1	2	3	4
Berlin . . . . .	56	18°.1 C	11°.6	10°.4	11°.7	9°.6*
Western Europe . . . . .	159	16.8	12.2	8.7	8.6*	8.9

The observations at Berlin were with manned balloons, 1891—1898. The observations in Western Europe were from the international balloon flights (See J. Hann, „Über die Temperaturabnahme mit der Höhe bis 10 km nach den Ergebnissen der internationalen Ballon-aufstiege“).

In Table XII the normal temperatures at different heights above St. Louis are compared with the temperatures found for other places. The stations are arranged in the order of longitude from west to east. The temperatures above St. Louis are higher than those at other places, probably due to difference in latitude. In order to correct for this difference and facilitate comparison, the initial temperature at 2 km is made the same for each station and the difference between this initial temperature and the observed temperature at the station is applied as a constant correction to the temperatures at other heights at the given station. The temperature at 2 km is taken as the initial point instead of at 1 km because the diurnal effect and other terrestrial influences are less at 2 km than at 1 km. In this way Table XIII was constructed. This table shows that, when the temperatures are corrected for the constant differences due to the different positions of the stations, the temperatures at all heights are remarkably similar up to 11 km. Above that height the temperatures at St. Louis are relatively lower than at Paris and Berlin.

20 JULY 1905 - 8 P.M.

Fig. 1.



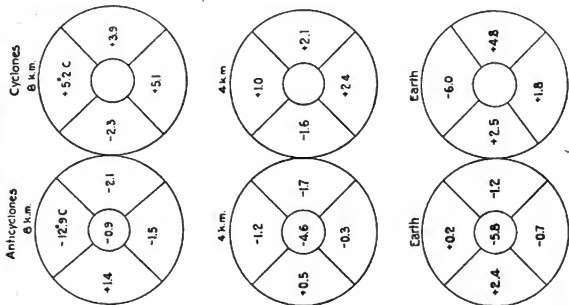
25 JULY 1905 8 P.M.

Fig. 2.





### DEPARTURES FROM NORMAL TEMPERATURE



### MOVEMENTS OF THE ATMOSPHERE

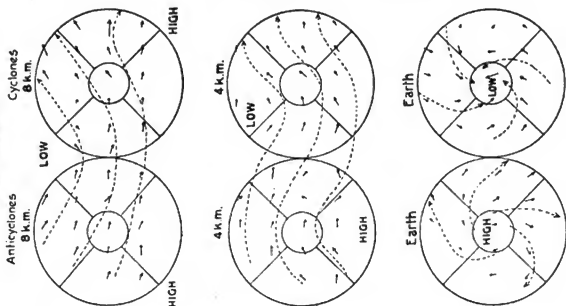


Table XII.  
Temperatures at Different Longitudes and Hights.<sup>1)</sup>

Hights in km	St. Louis 38° 38' N 90° 22' W	Blue Hill 42° 15' N 71° 7' W	Paris 48° 49' N 2° 20' E	Berlin (1) 52° 30' N 13° 23' E	Berlin (2) 52° 30' N 13° 23' E	Moscow 55° 46' N 37° 40' E
1	9.1°C	4.5°C	5.3°C	5.4°C	4.3°C	-7.3°C
2	4.8	0.3	0.7	0.5	-0.1	-9.5
3	0.5	-4.5	-4.0	-5.0	-3.8	-13.8
4	-4.4	-10.1	-9.4	-10.3	—	-19.0
5	-10.3	—	-15.4	-16.6	—	-24.5
6	-16.0	—	-21.9	-24.2	—	-30.8
7	-24.5	—	-29.0	-30.2	—	-36.2
8	-33.2	—	-36.2	-37.4	—	-47.6
9	-40.1	—	-43.5	-46.4	—	-49.7
10	-46.8	—	-49.3	-52.7	—	-57.7
11	-52.0	—	-54.0	-56.8	—	—
12	-56.3	—	-55.2	-58.3	—	—
13	-58.8	—	-54.4	-57.1	—	—
14	-60.8	—	-54.1	—	—	—
15	-59.2	—	—	—	—	—

Table XIII.

Temperatures at Different Longitudes and Hights — Corrected by Adding or Subtracting Constant Differences to Each Hight so that the Temperatures at 2 km will be the Same for Each Place.

Hights in km	St. Louis	Blue Hill	Paris	Berlin (1)	Berlin (2)	Moscow
1	5.0°C	4.9°C	5.3°C	5.6°C	5.1°C	2.9°C
2	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7
3	-3.6	-4.1	-4.0	-4.8	-3.0	-3.6
4	-8.5	-9.7	-9.4	-10.1	—	-8.8
5	-14.4	—	-15.4	-16.4	—	-14.3
6	-21.0	—	-21.9	-24.0	—	-20.6
7	-28.6	—	-29.0	-30.0	—	-26.2
8	-37.3	—	-36.2	-37.2	—	-37.4
9	-44.2	—	-43.5	-46.2	—	-39.7
10	-50.9	—	-49.3	-52.5	—	-47.5
11	-56.1	—	-54.0	-56.6	—	—
12	-60.4	—	-55.2	-58.1	—	—
13	-62.0	—	-54.4	-56.9	—	—
14	-64.9	—	-54.1	—	—	—
15	-63.3	—	—	—	—	—

<sup>1)</sup> The temperatures at St. Louis were derived from 23 ballon-sonde ascents at St. Louis during 1904 and 1905. The temperatures at Blue Hill were derived from 266 kite-flights from 1894 to 1903. The temperatures at Paris were derived from 581 ballon-sonde flights made by Teisserenc de Bort. The temperatures

### The temperature in Cyclones and Anticyclones.

The relation between the pressure and the temperature may be compared by averaging the temperature in relation to pressure, or by averaging the temperature in relation to the centers of maximum and minimum pressure.

Both methods of comparison are given below. In determining the relation of temperature to pressure, or in determining the distribution of temperature in areas of high and low pressure, one of the greatest difficulties and most frequent source of error lies in the fact that there exists a very large annual period of change in the temperature, but no such great change in the pressure. Hence, if any true relationship is to be found the effect of the seasonal change of temperature must be carefully avoided. At St. Louis the records were obtained in several series of flights, each series occupying only a small portion of a year. By considering the relation of temperature to pressure for each of these series separately the seasonal change of temperature may be eliminated. In the January series there were records on five days, in the July series there were records on seven days and in the November-December series there were records on seven days. The three flights in September were too few and too scattered to form a series. In comparing the temperature with the pressure, the observations were divided into two classes in each series. In one, the sea-level pressure was above the mean of the series; in the other, it was below. Averages were obtained and the results are shown in Table XIV.

Table XIV.

Temperature at Different Levels Classified in Accordance with Sea-Level Pressure.

Average Pressure mm	Average Temperature ° C.											
	Ground	1 km	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
January												
A 780.4	-7 <sup>o</sup> .3	-0 <sup>o</sup> .7	-12 <sup>o</sup> .8	-14 <sup>o</sup> .7	-19 <sup>o</sup> .5	-27 <sup>o</sup> .4	-33 <sup>o</sup> .6	-43 <sup>o</sup> .2	-54 <sup>o</sup> .5	-54 <sup>o</sup> .8	-54 <sup>o</sup> .0	—
B 769.8	-2.3	-4.3	-5.6	-10.5	-15.7	-22.5	—	—	—	—	—	—
July												
A 764.3	26.0	18.4	10.9	7.4	3.1	-2.1	-8.4	-16.4	-24.5	-32.4	-41.7	-50.2
B 760.6	26.5	21.6	14.6	8.8	3.4	-1.4	-7.9	-14.8	-14.6	-33.4	-40.5	-48.0
November												
A 769.2	6.7	6.0	4.1	-2.9	-8.3	-14.6	-22.3	-29.5	-38.8	-47.7	-50.5	-52.8
B 761.4	10.1	7.1	3.4	-2.0	-6.8	-13.4	-20.9	-22.9	-32.2	-38.2	-47.7	-52.1

A = Above mean. B = Below mean.

It is seen from this table that at every level in the atmosphere the temperature was higher when the pressure was below the mean.

In comparing the temperature at different levels with the position of the centers of high and low pressure, it is found that in each of the series of flights, the central area of an anticyclone passed over St. Louis and in each case the temperature at all levels fell until St. Louis was well within the area of the anticyclone.

This is shown by the observations in Table XV.

(No. 1) at Berlin were derived from the observations in manned balloons up to 10 kilometers (75 cases) and from the records of balloon-sondes from 10 to 13 kilometers (6 cases). The temperatures (Nr. 2) at Berlin were derived from several hundred kite-flights during 1903 and 1904. The temperatures at Moscow were derived from 33 balloon-sonde ascents from Moscow during Jan., Feb. and March 1901.

Table XV.

Relation of the Temperature at Different Levels to the Time of Passage of Central Areas of Anticyclones.

Date	Pressure at sea-level	Temperature											
		Ground	1 km	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1904													
Nov. 22	763.8	15 <sup>o</sup> .8	10 <sup>o</sup> .8	5 <sup>o</sup> .4	0 <sup>o</sup> .4	-4 <sup>o</sup> .4	-11 <sup>o</sup> .6	-19 <sup>o</sup> .6	-20 <sup>o</sup> .8	—	—	—	—
24	764.5	8.6	6.0	4.1	—	—	—	—	—	—	—	—	—
25	779.4	6.1	—	—	-2.9	-8.9	-17.3	-24.7	-31.8	-39.7	-47.3	-52.8	-52.8
26	772.7	5.3	—	—	—	-7.8	-12.0	-20.0	-27.3	-38.0	-48.1	-58.3	—
1905													
Jan. 22	770.9	-3.3	-5.7	-6.8	-12.1	-17.8	-25.9	-30.5	-39.4	-48.8	-51.0	—	—
25	784.6	-11.1	-12.7	-17.9	-18.7	-22.5	-29.8	-32.3	-40.6	-50.1	-54.8	-54.0	—
26	776.2	-3.6	-6.7	-7.8	-10.6	-16.6	-25.0	-34.0	-45.7	-56.8	—	—	—
27	767.8	2.5	-2.2	-5.2	-8.9	-12.4	-19.1	—	—	—	—	—	—
July													
22	760.0	27.2	20.8	13.5	7.1	2.8	-2.3	-8.9	-17.4	-27.8	-37.7	-42.7	-48.1
23	763.0	25.0	17.2	10.3	4.3	1.3	-3.3	-10.3	-18.3	-25.8	-32.6	—	—
24	765.0	24.0	16.7	8.3	7.1	1.8	-3.4	-9.9	-18.8	-27.4	-35.2	-44.7	-53.1
25	765.3	24.7	18.2	9.8	6.7	2.8	-2.1	-6.4	-13.3	-20.9	-30.5	-40.4	—

Anticyclones passed centrally over St. Louis, as shown by the weather map, on the evening of Nov. 26, on the evening of Jan. 25 and on the morning of July 25. The anticyclone of Jan. 25 was one of exceptional magnitude and the central pressure unusually high.

The observations recorded in Table XV were obtained on each date in the evening after sunset, about the time of the evening observation of the United States Weather Bureau.

Table XV shows that in November the lowest temperature up to 8 km was found on Nov. 25, somewhat in advance of the center of maximum pressure, while above 8 km the lowest temperature coincided with the time of maximum pressure. In January the lowest temperature was found on the date of maximum pressure up to 5 km, above which the lowest temperatures were found on Jan. 26 in the rear of the anticyclone. Unfortunately the observations on Jan. 24, the day preceding the date of maximum pressure, are missing. The lowest temperatures at any level yet recorded at St. Louis, including all the observations, were found within this area of exceptionally high pressure. In July the lowest temperatures were found on July 24, slightly in advance of the center of maximum pressure. At 7 p. m. of July 25, the center of maximum pressure had already passed some distance to the east of St. Louis and the temperature at all levels was rising rapidly.

During the July series of ascents a small area of low pressure passed very near St. Louis on the evening of July 20, and was followed by the area of high pressure which passed over St. Louis on July 25. The isobars at the time of the evening observations of the United States Weather Bureau are shown on the accompanying maps for these two dates, Fig. 1 and Fig. 2.

The temperatures at different levels above St. Louis are shown in Table XVI.

Table XVI.

Temperatures at St. Louis in Cyclone of July 20 and Anticyclone of July 25.

1905	Ground	1 km	2	3	4	5	6
July 20. Cyclone . . .	21°.9 C	20°.3	13°. <sup>0</sup>	7°. <sup>6</sup>	2°. <sup>1</sup>	—	—
July 25. Anticyclone . .	24.7	18.2	9.8	6.7	2.8	-2.1	-6.4

These observations show that notwithstanding the fact that St. Louis on July 20 was on the north side of the cyclone center, and hence in the coldest quadrant in the lower air, the mean temperature averaged higher in the cyclone than in the following anticyclone up to a height of at least 4 km, above which the observations on July 20 were lost.

In order to combine all the observations, for the study of the distribution of temperature in the different quadrants of cyclones and anticyclones, the annual period was eliminated from the temperature observations by determining the normal temperature at each height and subtracting these normals from the observed temperature in each case. The method of obtaining the normals is described in obtaining Table IX in which are given the normal temperatures for January and July at the different heights. The normal temperatures for the November-December series of flights were obtained by interpolating between the normal temperatures given for autumn in Table IX and the normal temperatures for January. The departures from the normal temperatures in each series of flights was then classified according to their position in the four quadrants N, E, S and W and the central areas of cyclones and anticyclones and were averaged. The central area was taken as the area inclosed within the highest or lowest isobar, respectively. The average results and the number of cases are given in Table XVII.

Table XVII.

Departures from Normal Temperatures at Different Levels Classified in Accordance with Position in Cyclones and Anticyclones.

	Ground	1 km	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	Cases
Anti-Cyclones.													
Center . . . . .	-5°. <sup>8</sup> C	-6°. <sup>0</sup>	-7°. <sup>8</sup>	-5°. <sup>6</sup>	-4°. <sup>6</sup>	-4°. <sup>7</sup>	-2°. <sup>1</sup>	-1°. <sup>4</sup>	-0°. <sup>9</sup>	-1°. <sup>5</sup>	0°. <sup>3</sup>	—	3
Quadrants . . . . .													
W	+2.4	+1.5	+2.3	+1.4	+0.5	-0.4	-0.3	+0.1	+1.4	+2.6	+1.8	+2.7	3
N	+0.2	-2.0	-1.9	-1.4	-1.2	-2.0	-9.0	-11.1	-12.9	—	—	—	2
E	-1.2	-2.4	-3.6	-0.8	-1.7	-1.8	-1.9	-2.6	-2.1	-2.0	-2.3	-1.0	3
S	-0.7	-3.0	-4.4	0.0	-0.3	-0.3	-1.3	-0.9	-1.5	-3.9	-6.0	-3.0	2
Cyclones.													
Center . . . . .	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0
Quadrants . . . . .													
W	+2.5	+1.0	+1.3	-1.3	-1.6	-2.1	-2.6	-0.9	-2.3	-4.4	-0.9	-1.4	3
N	-6.0	+0.9	+1.6	+0.6	+1.0	+3.6	+3.5	+3.7	+5.2	+5.6	+1.8	—	3
E	+4.8	+3.1	+3.4	+2.5	+2.1	+3.7	+3.8	+4.2	+3.9	+4.1	+3.5	+1.5	2
S	+1.8	+2.3	+2.5	+2.6	+2.4	+3.0	+4.1	+4.2	+5.1	—	—	—	2

These results are plotted in Figure 3 for three levels, namely: 8 km, 4 km and the ground (167 metres). This figure shows that at 8 km the greatest minus departure from normal temperature is found in the northern quadrant of anticyclones while the greatest plus departure is found in the northern quadrant of cyclones. At 4 km the greatest minus departure is in

the central area of the anticyclone and the greatest plus departures in the S and E quadrants of the cyclone. At the ground the greatest minus departures are in the central area of the anticyclone and the northern quadrant of the cyclone. The greatest plus departure is in the E quadrant of the cyclone.

The movement of the atmosphere at different heights in cyclones and anticyclones as found from the cloud and wind observations at Blue Hill Observatory is given in Figure 4. The movement at the height of 8 km is derived from the movements of cirrus and cirro-stratus clouds. The movement at 4 km is derived from the movements of alto-cumulus and alto-stratus clouds, and the circulation at the earth is derived from the records of the winds on Blue Hill. (See *Annals of the Astronomical Observatory of Harvard College*, Vol. XXX, Part IV, 1896.) This movement of the air in and above cyclones and anticyclones in the United States is confirmed by the studies of Prof. F. H. Bigelow. (See Report of the Chief of the Weather Bureau, 1898—1899, Vol. II, charts 15a, 15b, and 15c, p. 430, 1900.)

In the cirrus region the atmosphere is deflected about an area which lies between and to the northward of the centers of high and low pressure. This is marked LOW in Figure 4. In the alto-cumulus level (4 km) the area about which the deflection takes place is between and to the northward of the centers of high and low pressure, but as compared with the depression at 8 km, is displaced somewhat toward the center of low pressure at the earth.

By comparing the charts of temperature and wind movement, it is seen that over the larger part of the sea-level anticyclone and in the rear of the sea-level cyclone at 8 km and at 4 km where the air currents have a component of motion from the north the temperature is below normal, but in the N, E and S quadrants of the cyclone above which the air currents have a component of motion from the south the temperature is above normal.

The fact that at 8 km the lowest temperature is found in the northern quadrant of the anticyclone, while at 4 km and at the ground the lowest temperature is found in the central area and in advance of the anticyclone suggests the conclusion that the cold stream of air from the northwest in the upper air, being denser and heavier than ordinary air, sinks downward as it moves southward and flows outward at the earth's surface in an anticyclonic circulation. In sinking the air heats adiabatically, but, since it is also progressing southward while sinking, it continually arrives in latitudes where it is colder than the surrounding air. For example, the decrease of temperature from the ground to 8 km on Jan. 26 when St. Louis was in the northern quadrant of an anticyclone, was  $53^{\circ}.2$  C. The adiabatic rate of change of temperature for dry air according to Ferrel is about  $0^{\circ}.98$  C per hundred meters; consequently air descending from 8 km would warm  $78^{\circ}.4$  C. That is, air descending vertically on Jan. 26 would have been  $25^{\circ}.2$  C warmer than the air found at the ground. It is probable that the air found near the ground at St. Louis began to descend at a high northern latitude, where the normal temperature, due to latitude, was as much as  $25^{\circ}.0$  C lower than at St. Louis. By consulting a map of isotherms, it is found that this would be at the latitude of about  $60^{\circ}$  N. The air which reaches the earth near the southern boundary of the United States would be air which began to descend from 8 km near the northern boundary of the United States. The air which reaches the earth in the central area of an anticyclone and begins to flow northward in the west and north quadrants is moving into regions which are normally colder than those from which they come, and, hence, these quadrants of the anticyclone show temperature departures above normal at the earth's surface. There is also a southerly component in the west quadrant at a height of 4 km and in part at 8 km, although it is not shown at 8 km by the observations at Blue Hill, owing to the absence of observation in the outer area on the westerly side of the anticyclone. In the cyclone the air at 4 km and at 8 km is probably

coming from a far southern latitude. It is rising, cooling adiabatically and precipitating its moisture, but as it is progressing into latitudes which are normally colder than that from which it comes, it continues warmer than the surrounding air; so that the quadrants of the cyclone within which the components of motion from the south are found show temperatures above normal.

According to this conception of the formation of cyclones and anticyclones, the large circulation in the upper air is the primary circulation and the anticyclones and cyclones at the earth's surface are secondary eddies. The anticyclone is found in the rear of the depression in the upper air where there is a northerly current which flows downward through the anticyclone and which tends to carry the anticyclone southward with it. On the other hand the surface cyclone is an eddy found in the front of the upper air depression where warm southerly winds prevail. These currents have an upward component of motion and are fed by the surface cyclone, which, drifting with the upper current, has a component of motion more toward the north than the anticyclone. The surface cyclone and anticyclone may hence drift with a velocity and a direction quite different from the general drift of the upper air and be replaced by new anticyclones and cyclones which form in the proper place beneath the upper air circulation, as the preceding eddies dissipate.

This view of the anticyclone is not inconsistent with the view that the low temperature of the air at the ground and the increased pressure is in part due to surface radiation at the place of observation. Indeed the cooling by radiation from the surface of the earth and from the air must be the chief cause of the anticyclones over the cold poles of the continents.

In order to compare the distribution of temperature in cyclones and anticyclones at St. Louis with that found in Europe, Table XVIII has been prepared from the results published by M. Teisserenc de Bort in the „Mémoires du Congrès International de Météorologie“ Sept. 10-16, 1900. In this table the quadrants are arranged to agree with that of Table XVII and mean heights are given instead of the intervals 0-2500 meters, 2500-5000 meters, 5000-7500 meters and 7500-10000 meters as in the original tables. Table XVIII shows that in winter the departure from the mean in cyclones and anticyclones over Paris differ in no important particular from those at St. Louis, except that the center of the anticyclone is found warmer than normal at 1.5 km and 3.75 km and the east quadrant of the anticyclone is found warmer than normal instead of the west quadrant.

The distribution of temperature in cyclones and anticyclones at Paris in spring is entirely different from anything yet found at St. Louis and the reason is not apparent. The observations now in progress at St. Louis will permit a more direct comparison to be made.

Table XVIII.  
Temperature in Cyclones and Anticyclones at Paris.

		Winter						
		Temperatures			Departures from Mean			
		1.50 km	3.75 km	8.75 km	1.50 km	3.75 km	8.75 km	
Anticyclones								
Center		-1°0 C	-7°.2	-48°.5	+0°.4	+5°.3	-4°.8	
Quadrants	W	E, SE	-2.0	-13.0	-47.5	-0.6	-0.5	-3.8
	N	S, SW	-1.1	-13.6	-47.8	+0.3	-1.1	-4.1
	E	NW, W	-0.9	-13.4	-37.4	+0.5	-0.9	+6.3
	S	NE	-3.6	-12.1	-48.5	-2.2	+0.4	-4.8

		Winter					
		Temperatures			Departures from Mean		
		1.50 km	3.75 km	8.75 km	1.50 km	3.75 km	8.75 km
<b>Cyclones</b>							
Center . . . . .		-2.1	-11.9	-38.0	-0.7	+0.6	+5.7
Quadrants . . . . .	W NW	-5.3	-16.8	-49.7	-3.9	-4.3	-6.0
	N NE	-3.8	-17.7	—	-2.4	-5.2	—
	E E, SE, S	+2.8	-10.5	-41.1	+4.2	+2.0	+2.6
	S W, SW	+3.1	-8.3	-35.0	+4.5	+4.2	+8.7
Mean . . . . .		-1.4	-12.5	-43.7			
<b>Anticyclones</b>							
Center . . . . .		+1.3	-9.0	-42.5	+0.5	+1.9	+1.2
Quadrants . . . . .	W E, SE	+4.3	-9.8	-42.4	+3.5	+1.1	+1.3
	N S, SW	+2.7	-5.9	-37.7	+1.9	+5.0	+6.0
	E NW, W	+3.3	-6.9	-41.7	+2.5	+4.0	+2.0
	S NE	+1.6	-9.2	-41.7	+0.8	+1.7	+2.0
<b>Cyclones</b>							
Center . . . . .		—	—	—	—	—	—
Quadrants . . . . .	W NW	-4.3	-17.4	-49.4	-5.1	-6.5	-5.7
	N NE	+1.6	-11.5	-49.0	+0.8	-0.6	-5.3
	E E, SES	-3.9	-12.7	-43.0	-4.7	-1.8	+0.7
	S W, SW	+0.7	-15.3	-46.5	-0.1	-4.4	-2.8
Mean . . . . .		+0.8	-10.9	-43.7			

**Note added May 15.**

Since the foregoing article was sent to the publisher, a discussion by Professor F. H. Bigelow of the distribution of temperature in cyclones and anticyclones has appeared in the United States Weather Review, Vol. XXXIV, No. 1, p. 9, 1906. In this article, the distribution of temperature in cyclones and anticyclones at Blue Hill, Hald and Berlin is given, and it adds considerable additional data for comparison to that given here. As I pointed out in a preceding article in the Beiträge, Band I, Heft 3, page 106, „The results of all the investigators agree in showing that the highest temperatures at all heights within an area of low pressure are in advance of the barometric minimum and the lowest in the rear; while in the area of high pressure the lowest temperature is in advance of the barometric maximum and the highest in the rear“. This conclusion will probably find general acceptance as representing the conditions up to 6 km everywhere in temperate latitudes. Dr. Hann writes in the Meteorologische Zeitschrift, 1905, November-Heft, page 493, „Die Extreme der Temperatur liegen in den Cyclonen und Anticyclonen, nicht in deren Zentren, sondern an den Rändern; die Hinterseite der Cyclone ist kalt, die Vorderseite warm“. Professor Bigelow brings this fact out very graphically in his diagrams, and it is probably generally true up to at least 6 km.

But the question still remains open as to whether the central area of the cyclone is warmer or colder than the anticyclone, and whether the conditions in the central areas in America are different from those in Europe. Or do the central areas everywhere have nearly a normal temperature, as Professor Bigelow's diagrams suggest? The analysis of the individual cases at St. Louis leads to the conclusion that the lowest temperature below 6 km is in front of the anticyclone. That it does not show in the average is due to the loss of the



temperature in advance of the very marked anticyclone of January 25. But the results also show, in every case, that the temperature of the central area of the anticyclone was colder than the mean. Above 6 km the greatest cold is found in the central area and northern quadrant of the anticyclone.

In discussing the distribution of temperature, and in discussing the temperature gradients in cyclones and anticyclones, it is essential that the diurnal and annual periods be eliminated. In the center of anticyclones the diurnal range of temperature is very large and in the cyclone small. As most of the observations are made during the day, disregarding this difference in range may lead to very erroneous results. In the cases discussed by me for Blue Hill, the diurnal period was eliminated by taking the mean temperature of the day, and the annual period was eliminated by taking an equal number of cyclones and anticyclones immediately following each other. In this way, the mean temperature at Blue Hill from the ground to 3 km was found about 6° C warmer in the central area of the cyclone than in the accompanying anticyclone, as was shown in the article in the *Beiträge* previously referred to, Band 1, Heft 3, page 100. Moreover, the central area of the cyclone and anticyclone was determined from the weather map and not from the time of high and low pressure at Blue Hill as supposed by Dr. Hann in the *Meteorologische Zeitschrift* for November 1905, page 491.

Both Dr. Hann and Professor Bigelow deny the existence of a Ferrel cold-air cyclone in the atmosphere, but the movements of the clouds certainly indicate the existence of a low pressure in the upper air above the low temperature between the cyclone and anticyclone, and a computation of the barometer readings at high levels from the sea-level readings leads to the same conclusion. A regard these areas of low pressure as secondaries moving around the cold-air cyclone surrounding the pole.

While the proof is passing through my hands a suggestive article on this subject by Dr. Nils Ekholm has appeared in the „Hann Memorial“.

---

## Über lokale Windströmungen in der Nähe der kanarischen Inseln.

Von

H. HERGESELL.

In meinen früheren Mitteilungen habe ich darauf hingewiesen, daß die Landmassen der atlantischen Inseln, welche dem afrikanischen Kontinent vorgelagert sind, einen gewissen Einfluß auf die Luftströmungen haben müssen, und die Ansicht ausgedrückt, daß die auf dem Pic v. Teneriffa mitunter beobachteten Südwestwinde häufig lokaler Natur sein werden. Im folgenden beehre ich mich, die Beobachtungen wiederzugeben, die mich zu dieser Anschauung geführt haben.

Im Jahre 1904 umfuhr die Yacht S. H. des Fürsten von Monaco verschiedene Inseln des Kanarischen Archipels; wir ankerten mehrfach tagelang an der Nord- beziehungsweise Südseite der Inseln, sodaß sich vielfach Gelegenheit bot, die Windströmungen zu verschiedenen Tageszeiten zu studieren.

Am 31. Juli befand sich das Schiff nördlich der Insel Teneriffa unmittelbar vor dem Hafen von Orotara. Vormittags 10 Uhr herrschte an dieser Stelle ein Passatwind von 7,5 m/sec, der uns einen Drachenaufstieg bei liegendem Schiff bis zu 900 m erlaubte. Der Wind, unten fast genau NE, drehte langsam mit der Höhe in nördliche Richtungen, wobei er an Stärke ständig abnahm. In der Nacht fuhr das Schiff um die Insel herum, sodaß es sich am Vormittag des 1. August an der SW-Seite der Insel Teneriffa, etwa 10 Seemeilen von der Küste entfernt, befand. Um 10 Uhr morgens herrschte hier ein ziemlich intensiver SW-Wind von 7 m/sec, der direkt auf die Küste zu blies, an den Hängen der Insel emporstieg und dort Wolkenbildungen verursachte. Dieser „Seewind“ war offenbar durch die Erwärmung der Landmassen der Insel entstanden und hat sich unzweifelhaft, seiner Entstehung gemäß, bis zu den höchsten Erhebungen der Insel fortgepflanzt. Zur selben Zeit wehten nördlich der Insel Teneriffa die Passate ungestört fort, wie Schiffsbeobachtungen erweisen. Es dürfte wohl keinem Zweifel unterliegen, daß ein Beobachter, der sich am Vormittag des 1. August auf dem Teyde befunden hätte, dort SW-Wind beobachtet haben würde, und daß dieser SW-Wind lokalen Ursprungs gewesen ist.

Den soeben geschilderten SW-Wind haben wir in der Vormittagsstunde nicht nur an der Küste von Teneriffa beobachtet, sondern ihn ebenso regelmäßig im Süden von Gran Canaria, Gomera, Palma konstatiert. Im Norden der Inseln wehte regelmäßig der Passat, der oft an den westlich und östlich gelegenen Kaps der Landmassen zu ungeahnter Stärke anschwoll, während im Windschatten des Passats der südwestliche Seewind zur ungestörten Ausbildung gelangte. Während ich mit einem Anemometer auf dem freien Meere fast immer die Windstärke von 6–7 m/sec beobachtet hatte, schwoll der Passat, sobald das Schiff aus dem Schutz der

Südhäfen in die Kanäle trat, welche die einzelnen Inseln von einander trennen, zu einem wahren Sturm an. Ich habe in diesen Straßen, wo sich die Stromfäden aufs engste zusammengedrängten, Windstärken bis zu 22 m/sec gemessen, und doch herrschte nur wenige km davon entfernt, im Landschutz, ein entgegengesetzt gerichteter SW-Wind von 7—8 m. in der Sekunde. Die in den Morgenstunden durch die Landmassen verursachten SW-Winde hörten regelmäßig in den Nachmittagsstunden auf. Zunächst trat Windstille ein; dann erhob sich ein vom Lande herwehender Lokalwind, der bedeutend stärker war, als der Seewind der Vormittagsstunden.

Sehr interessant sind nun die Temperatur- und Feuchtigkeitsverhältnisse dieser Landwinde, da dieselben erweisen, daß wir es hier mit richtigen Föhnwinden zu tun hatten. Am Abend des 6. August 1904 lagen wir im Südwesten der von N nach S sich erstreckenden Insel Palma; nachdem am Nachmittag beinahe Windstille geherrscht hatte, entwickelte sich in den Abendstunden ein heftiger Landwind, um 7 Uhr noch schwach, später immer stärker und stärker werdend, sodaß ich beim Maximum der Erscheinung eine Windstärke von 14 m/sec konstatieren konnte. Die Temperatur und Feuchtigkeit wurde mit einem Aspirationspsychrometer so oft als möglich bestimmt. Der Luftstrom wurde stetig wärmer, trockner und heftiger. Die folgende Zahlenreihe gibt das Wachsen der Erscheinung wieder:

**6. August 1904.**

Zeit	Temperatur	Dampfdruck	Relative Feuchtigkeit	Windstärke
3 <sup>h</sup> p	24.0	14.8	67% <sub>0</sub>	still.
8 <sup>h</sup> p	28.0	11.8	42.1% <sub>0</sub>	6.0 m/sec
8 <sup>h</sup> 12 p	31.0	8.8	26.4	7.0 "
8 <sup>h</sup> 22 p	33.5	6.2	16.0	11.5 "
8 <sup>h</sup> 35 p	35.0	6.5	15.5	"
8 <sup>h</sup> 44 p	41.8	6.6	12.0	14.0 "

Durch Einsetzen des Landwindes stieg die Temperatur demgemäß von 24° auf den enormen Betrag von 42°, die relative Feuchtigkeit sank von 67%<sub>0</sub> auf 12%<sub>0</sub>.

Bemerkenswert war auch der schnelle Wechsel der Temperatur und der Feuchtigkeit, welcher allerdings in der obigen Zahlenreihe, die nur die Steigerung der Erscheinung zeigen soll, nicht hervortritt, sich aber durch andere Messungen und besonders durch das Gefühl kundtat. Die Strömung, die hoch aus dem Innern des Landes herabstieg, bestand offenbar aus Stromfäden verschiedenen Ursprungs beziehungsweise verschiedener Höhe.

Nehmen wir an, daß die Temperaturerhöhung lediglich durch die Kompression der fallenden Luft verursacht wurde, so besteht die Beziehung  $\frac{dt}{dz} = \frac{1}{cJ}$ , wo c die spezifische

Wärme der Luft = 0.238, J das mechanische Wärmeäquivalent und  $\frac{dt}{dz}$  die Temperaturänderung mit der Höhe ist. Am 6. August konnte leider kein Drachenaufstieg zur Ermittlung der letzten Größe angestellt werden; doch werden wir nicht weit von der Wahrheit abweichen, wenn wir annehmen, daß in den höheren von der Landmasse der Insel unbeeinflußten Schichten noch die Temperaturverhältnisse des 4. August maßgebend waren, von welchem Tage ein Drachenaufstieg bis zu 2500 m vorliegt.

Dieser Drachenaufstieg ergab nun in einer Höhe von 2000 m, welche Zahl der mittleren Kammhöhe der Insel Palma entspricht, eine Temperatur von 22°. Da zur Zeit des Maximums der Föhnerscheinungen unten 42° herrschte, finden wir  $\frac{dt}{dz} = \frac{1}{100}$ . Berechnen wir hieraus, nach einem Vorgang von Hann, das mechanische Wärmeäquivalent, so erhalten wir  $J=420$ , ein Wert, welcher dem im physikalischen Laboratorium ermittelten beinahe genau entspricht. Diese Bestimmung soll zeigen, daß wir es hier mit wirklichen Föhnerscheinungen zu tun haben.

Daß auch die Passatwinde selbst am Tage ähnlichen Föhninflüssen der Inseln unterworfen sind, möge zum Schluß noch angeführt werden.

Als wir am Morgen des 6. August aus dem Windschutz der Insel Gomera durch den engen Kanal nach der Insel Palma fahren, steigerte sich, wie schon früher hervorgehoben wurde, die Windstärke des Passats auf 19 m, die Temperatur hielt sich in dem freien Strom nahezu konstant auf 24°. Sobald wir jedoch in die Nähe des Südkaps der Insel Palma kamen und Luftmassen erreichten, die die Insel überstrichen haben mußten, stieg die Temperatur auffällig, während die Feuchtigkeit abnahm, wie folgende Beobachtungen erweisen:

Zeit	Temperatur	Luftfeuchtigkeit		Bemerkungen
		Perm. Druck.	Rel. Feucht.	
1h 45 p.	24.0	14.8	67%	im freien Passat
	27.0	12.9	49	wir nähern uns dem Kap
	28.0	11.5	41	unter dem Schutz d. Kaps
	29.0	10.4	35	"
	28.2	14.9	53	"
	25.8	16.7	67	im stillen Wasser und
	25.0	18.5	79	Windschutz der Insel.

Die hier beobachtete Erwärmung der Luft dürfte allerdings nicht auf reine Föhnwirkung zurückzuführen sein, sondern auch teilweise, wie der Gang der Feuchtigkeit erweist, durch die erhitzten Landmassen der Insel bewirkt sein.

Die vorstehenden Beobachtungen werden zur Genüge erwiesen haben, welchen gewaltigen Einfluß die kanarischen Inseln auf die sie umgebenden Luftmassen ausüben können. Ich glaube, daß meine Ansicht, die einen lokalen Einfluß auf die Windströmungen der kanarischen Inseln und speziell des Pico v. Teneriffa annimmt, völlig zu Recht besteht.

In ihrer letzten Mitteilung an die Pariser Akademie haben sich die Herrn Teisserenc de Bort und Rotch wiederum mit den Windströmungen in der Nähe der Kanarischen Inseln beschäftigt und sind zu dem Schluß gelangt, daß die Beobachtungen von Südwestwinden auf dem Pico von Teneriffa einem allgemeine Phänomen entsprechen und mit denjenigen identisch sind, welche auf dem offenen Meere erhalten wurden, also den südwestlichen Gegenpassat darstellen. Dieses Resultat entspricht offenbar nicht den beobachteten Tatsachen; denn erstens glaube ich durch die soeben skizzierten Tatsachen genugsam den lokalen Einfluß der Inseln bewiesen zu haben. Zweitens ist zu konstatieren, daß schon die Windbeobachtungen im Februar dieses Jahres, welche in der letzten Mitteilung der beiden Herren wiedergegeben sind, zweimal in der Höhe

des Pico Nordwestwinde nachweisen. Drittens aber stehen die Ballonbeobachtungen der „Princess Alice“ im letzten Sommer mit dem ausgesprochenen Satz in vollem Widerspruch.

Sowohl diese Aufstiege als auch die Drachenaufstiege des Jahres 1904 haben erwiesen, daß im Sommer in der Breite der Kanarischen Inseln die Nordwestwinde bis zu den größten Höhen vorherrschen. Von einer Regelmäßigkeit der Südwestströmungen in jener Gegend des atlantischen Ozeans kann also keine Rede sein.

Das Hauptresultat der Forschungen der „Princess Alice“, daß in den nördlichen Gebieten des atlantischen Ozeans bis zu einer Breite etwas südlich der Kanarischen Inseln fast regelmäßig Winde mit nördlicher Komponente und keine Südwestwinde angetroffen werden, steht unerschüttert da und wird durch die Forschungen der Herren Teisserenc de Bort und Rotch nur bestätigt. Ihre Februaraufstiege deuten vielleicht an, daß sich die Grenze zwischen den oberen nordwestlichen und südwestlichen Winden mit den Jahreszeiten etwas verschiebt. Der regelmäßige Gegenpassat aus Südwest dürfte zu allen Jahreszeiten erst in Breiten angetroffen werden, die einige Grad südlicher sind als die Kanarischen Inseln. Durch und in dem ausgedehnten Maximum der Roßbreiten wird er allmählich in eine langsam absteigende nordwestliche Strömung verwandelt.

Ich möchte an dieser Stelle einer Behauptung, die wohl von den Herren Teisserenc de Bort und Rotch zuerst ausgesprochen worden ist, energisch entgegentreten, nämlich daß ich jemals die Existenz des Gegenpassats überhaupt geleugnet habe. In meinen Mitteilungen und Publikationen findet sich kein Wort davon. Auch meine Ansicht über die SW-Winde des Pico v. Teneriffa hat hiermit nichts zu tun. Bei dieser Frage handelt es sich um ganz lokale Erscheinungen, die mit der großen Zirkulation nur lose in Zusammenhang stehen.

In meinen früheren Mitteilungen an die Akademie habe ich lediglich nähere Beobachtungen dargestellt, ohne mich weiter auf theoretische Spekulationen über die Zirkulation zwischen Äquator und Pol einzulassen. Ich habe nachgewiesen, wie schon erwähnt, daß auf dem atlantischen Ozean in der nördlichen Passatregion bis zu Breiten etwas südlich der Kanarischen Inseln das Regime der nordwestlichen Winde bis zu Höhen von mehr als 10 km herrscht.

Was weiter südlich von staten geht, darüber etwas zu sagen, hatte ich keine Veranlassung, da wir in jenen Gegenden nicht gefahren sind und demgemäß auch nichts untersuchen konnten. Daß ich aber auch schon in meiner ersten Publikation weiter im Süden den südwestlichen Antipassat als herrschend angenommen habe, beweist deutlich der Name, mit dem ich die nordwestlichen Winde der höhern Breiten belegt habe, nämlich: bereits wieder zurückkehrender Antipassat. Ein bereits wieder zurückkehrender Antipassat mit nördlicher Komponente muß notwendig weiter südlich eine südliche Richtung besessen haben. Diese Erklärung wird hoffentlich genügen, um die, ich weiß nicht wie geschaffene Legende, ich hätte an irgend einer Stelle die Existenz des Antipassats geleugnet und später wieder zugegeben, aus der Welt zu schaffen.

# Studien über Luftwogen.

Von

ALFRED WEGENER.<sup>1)</sup>

Den Anlaß zu den folgenden Untersuchungen gab eine bei den Registrierungen der Drachenaufstiege am Kgl. Aeronautischen Observatorium zu Lindenberg wiederholt beobachtete Erscheinung, deren Ursache in dem Vorhandensein von Helmholtz'schen Luftwogen zu suchen ist.

Ich hatte ursprünglich nur die Absicht, die Beobachtungen zusammenzustellen, um die aeronautischen Fachgenossen auf die Ursache der kleinen Temperaturschwankungen, in denen sich das Phänomen äußert, aufmerksam zu machen; bei der Bearbeitung stieß ich jedoch auf eine Reihe von Punkten, welche zu einem weiteren Eingehen nötigten, und deren Besprechung nicht ohne Interesse zu sein schien, und so sind die Untersuchungen weit umfangreicher geworden, als es ursprünglich beabsichtigt war. Es sei gleich hier vorausgeschickt, daß ich mich auf die praktisch-meteorologische Seite der Frage beschränkt, und für die theoretische lediglich auf die Resultate der grundlegenden Abhandlungen von H. v. Helmholtz sowie von W. Wien zurückgegriffen habe.

Ich nehme gern Anlaß, Herrn Dr. A. Coym meinen Dank für manche Anregungen und Winke bei dieser Arbeit auszusprechen.

## I. Die Wellenlänge der Luftwogen.

Die erste Grundlage der Theorie der Luftwogen hat Helmholtz in seiner Abhandlung „Über atmosphärische Bewegungen“ gegeben.<sup>2)</sup> Die epochemachende Bedeutung dieser Untersuchung liegt vor allem in dem Nachweise, daß sich auch innerhalb der Atmosphäre ebensogut wie auf der Oberfläche des Wassers Wogen bilden müssen, wenn eine wärmere und daher leichtere Luftschicht über einer schwereren kälteren einherzieht. Von dem Prinzip der mechanischen Ähnlichkeit ausgehend, entwickelte Helmholtz die Regeln, nach denen man, wenn nur in einem einzelnen Falle sämtliche Größen bekannt sind, sich nun für alle anderen Dichtigkeiten und Windgeschwindigkeiten die zu derselben geometrischen Wellenform gehörige Wellenlänge berechnen kann. Für 2 Beispiele leitete Helmholtz auch numerische

<sup>1)</sup> Die nachstehende Abhandlung hat meinen Bruder zum Verfasser. Dieser konnte sie nicht fertigen, weil er überraschend schnell Gelegenheit bekam, an einer dänischen Expedition nach Nordostgrönland teilzunehmen, auf welcher er Drachen- und Ballonaufstiege ausführen sollte.

Infolgedessen hat er mich, sie abzuschließen und zu veröffentlichen. Da ich ihn seinerzeit selbst auf die behandelten Fragen aufmerksam gemacht und ihn zu deren Bearbeitung angeregt hatte, bin ich seinem Wunsche gern nachgekommen, und hoffe, daß die Hinzufügungen und Änderungen, welche sich noch als notwendig herausstellten, in seinem Sinne von mir angebracht sind. Kurt Wegener.

<sup>2)</sup> Erste Mitt.: Sitz.-Ber. d. Kgl. Preuß. Akad. d. Wiss. z. Berlin, 1888 (I), p. 647. Zweite Mitt.: 1889 (II), p. 761. Hierher gehört auch seine Abhdlg.: „Die Energie der Wogen und des Windes“, 1890 (II), p. 853. — Eine populäre Darstellung der Resultate gab Scheiner in „Himmel und Erde“, IX. Jahrg. Berlin 1807, p. 343.

Werte ab. Später ist die Theorie von Wien in einer Reihe von Abhandlungen<sup>1)</sup> weitergeführt worden, die in meteorologischen Kreisen wenig bekannt geworden, und wegen ihres rein mathematischen Charakters nur dem mit den analytischen Methoden Vertrauten zugänglich sind. Auf Veranlassung von Helmholtz unterzog Wien dessen Rechnungen einer Durchsicht, wobei sich sowohl gegen die analytischen wie die numerischen Entwicklungen Einwände ergaben, durch welche die Helmholtz'schen Resultate in mehreren Punkten beeinflusst werden. Namentlich zeigte sich, daß das von Helmholtz nur durch eine sehr weitgehende Vernachlässigung erhaltene Resultat, daß die Wogen deshalb entstünden, weil sie einen geringeren Energievorrat repräsentierten als die gradlinigen Strömungen ohne Wellenbewegung, einstweilen noch nicht in der nötigen Allgemeinheit bewiesen werden kann.

Wien ging aber über ein bloßes Nachrechnen der Angaben von Helmholtz weit hinaus und führte das schwierige Problem der Wasser- und Luftwogen um ein bedeutendes weiter.

Ohne auf diese Untersuchungen näher einzugehen, sei nur erwähnt, daß es auch ihm nur gelang, für 3 Spezialfälle das allgemeine Problem zu lösen, nämlich für die 3 Systeme der Abbildung durch elliptische Koordinaten, durch die Lemniscate und durch elliptische Funktionen. Jedes dieser Systeme läßt natürlich wieder unendlich viele Variationen zu.

Der Versuch, diese Ergebnisse an den Beobachtungen zu prüfen, muß nach dem gegenwärtigen Stande der empirischen Forschung als aussichtslos erscheinen, da wir bis jetzt über die Form der Luftwogen so gut wie nichts wissen. Einstweilen empfiehlt sich daher zum Vergleich von Theorie und Beobachtung ein anderer Weg, der im Folgenden skizziert werden soll.

Es gelang Wien, nachzuweisen, daß sämtliche Wellenformen seiner 3 Systeme in eine Sinuslinie übergehen, wenn die Wellenhöhe im Verhältnis zur Wellenlänge sehr klein wird. Für diesen Fall ergibt sich die allgemeine und streng gültige Formel:

$$a_1^2 s_1 + a_2^2 s_2 = \frac{g\lambda (s_2 - s_1)}{2\pi} \quad (1)$$

worin  $\lambda$  die Wellenlänge,  $s_1$  die Dichtigkeit des oberen Mediums,  $s_2$  die Dichtigkeit des unteren Mediums,  $a_1$  die Geschwindigkeit der oberen Schicht relativ zu den Wogen,  $a_2$  die Geschwindigkeit der Wogen relativ zur unteren Schicht und  $g$  die Beschleunigung der Schwere bedeuten.

Aber auch in der angegebenen Form läßt die Gleichung noch keine Prüfung an der Beobachtung zu. Der Grund hierfür ist der, daß die beiden Größen  $a_1$  und  $a_2$  praktisch nicht getrennt beobachtet sind, sondern nur ihre Summe, welche gleich der Gesamtdifferenz des oberen und unteren Windes ist, oder gleich dem an der Diskontinuitätsfläche herrschenden Windsprunge. Es erscheint zwar nicht aussichtslos, daß man bei Anwesenheit von Wogenwolken außer der Windgeschwindigkeit der oberen und der unteren Schicht auch die Geschwindigkeit der Wogen selbst gelegentlich wird messen können, allein gegenwärtig liegt noch keine solche Messung vor, und es ist auch ersichtlich, daß hierfür nur diejenigen Fälle in Betracht kommen, in denen die Luftwogen uns durch besondere Verhältnisse sichtbar werden.

Nun ist es über offenbar ein Postulat der Anschauung, daß die Wogen weder vollkommen mit dem unteren Medium, noch auch vollkommen mit dem oberen mitgehen, sondern eine Geschwindigkeit besitzen, welche in erster Näherung in der Mitte zwischen der der unteren und der der oberen Schicht liegt. Setzen wir also  $a_1 = a_0$ , so werden wir jedenfalls eine erste Näherung erhalten. Es wird dann, wenn  $w = a_1 + a_2 (= 2a_0)$  der Windsprung ist

$$a^2 (s_2 + s_1) = \frac{g\lambda}{2\pi} (s_2 - s_1) \quad \text{und} \quad w^2 \frac{s_2 + s_1}{s_2 - s_1} = \frac{2g\lambda}{\pi} \quad (2)$$

<sup>1)</sup> Sitz.-Ber. d. Kgl. Preuß. Akad. d. Wiss. z. Berlin, 1894 (II), p. 525: „Über den Einfluß des Windes auf die Gestalt der Meereswellen“. Ibidem 1895 (I), p. 361: „Über die Gestalt von Meereswellen“.

und man kann nun aus dem beobachteten Dichtigkeitsverhältnis und dem Windsprunge die Wellenlänge berechnen.

Die Zulässigkeit der hier eingeführten Spezialisierung wird noch einleuchtender durch folgenden Umstand. Für einen gegebenen Wert des Dichtigkeitsverhältnisses  $\frac{S_1}{S_2}$  und des Windsprunges  $w = a_1 + a_2$  läßt sich leicht zeigen, daß die resultierende Wellenlänge am kleinsten ist, wenn wir  $a_1 = a_2$  machen, daß sie aber größer wird, sowohl wenn  $a_1 > a_2$  als wenn  $a_2 > a_1$ .

Z. B. erhält man für  $\frac{S_1}{S_2} = \frac{273}{278}$  (was einer Temperaturinversion um  $5^\circ$  entspricht) und für  $w = a_1 + a_2 = 5$  mps nach der obigen allgemeinen Gleichung folgende Werte:

	$a_1 = 0$	$a_1 = 1$	$a_1 = 2$	$a_1 = 2.5$	$a_1 = 3$	$a_1 = 4$	$a_1 = 5$
für . . . . .	$a_2 = 5$	$a_2 = 4$	$a_2 = 3$	$a_2 = 2.5$	$a_2 = 2$	$a_2 = 1$	$a_2 = 0$
folgt . . . . .	$\lambda = 890$ m	$\lambda = 605$	$\lambda = 462$	$\lambda = 441$	$\lambda = 458$	$\lambda = 596$	$\lambda = 876$

Es ist ersichtlich, daß die nach der vereinfachten Formel berechnete Wellenlänge ein Minimum darstellt und daß also die wahre Wellenlänge, wenn die zugrunde gelegte Annahme falsch sein sollte, stets nur größer sein kann.

Man sieht aber auch, daß aus demselben Grunde ein etwaiger kleiner Irrtum der Annahme in dem Sinne, daß die wahre Wellengeschwindigkeit nicht genau in der Mitte zwischen der oberen und unteren Schicht liegt, von nur geringem Einfluß auf das Resultat ist, da die Werte in der Umgebung des Minimums sich zunächst sehr langsam ändern.

Nur wenn die gemachte Annahme erheblich falsch sein sollte, ist zu erwarten, daß unsere Formel (2) wegen der eingeführten Vereinfachung merklich zu kleine Wellenlängen gibt.

Ich habe für die aus dieser Gleichung (2) resultierenden Wellenlängen eine Tafel (I p. 73) entworfen. Als Helmholtz seine epochemachenden Abhandlungen schrieb, lagen erst vereinzelte Beobachtungen über die quantitativen Verhältnisse an den Diskontinuitätsflächen vor, an welche die Wogenbildung gebunden ist. Die Helmholtzschen Angaben gelten für einen Temperatursprung von  $10^\circ$  und einen Windsprung von 10 mps. Obwohl nun gelegentlich wohl sogar noch größere Werte als die angegebenen beobachtet worden sind,<sup>1)</sup> so entsprechen, wie wir heute wissen, die letzteren doch keineswegs den mittleren Verhältnissen, bei denen Luftwogen konstatiert werden. In der weitaus größeren Zahl der Fälle finden wir vielmehr einen erheblich kleineren Temperatursprung und Sprung in der Windgeschwindigkeit. Durch Verringerung beider Größen braucht aber die Wellenlänge nicht geändert zu werden, da, wie aus Gleichung (1) hervorgeht, sich die beiden Einflüsse entgegen arbeiten, indem eine Verringerung des Temperatursprunges die Wellenlänge vergrößert, eine Verringerung des Windsprunges dagegen sie verkleinert.

Die am Schluß gegebene graphische Tabelle zeigt die Wellenlänge für einen beliebigen Temperatursprung und Windsprung, und bringt diese Beziehungen, welche ohne jedesmalige Durchrechnung der Formel von den Beobachtern nicht immer richtig eingeschätzt werden dürften<sup>2)</sup>, übersichtlich zur Anschauung.

<sup>1)</sup> Z. B. wurde am 25. Dez. 1905 in Lindenberg eine Inversion um  $12.4^\circ$  über einer bei 1000 m liegenden Stratus-Oberfläche gefunden. Windsprünge von mehr als 10 mps sind häufiger konstatiert worden. Allerdings sind Temperatursprünge von  $10^\circ$  und Windsprünge von 10 mps zusammen meines Wissens noch nicht beobachtet worden.

<sup>2)</sup> Als Beleg hierfür vergleiche man Emden, „Eine Beobachtung über Luftwogen“ = Met. Zeitschrift 1897 p. 429. Emden hebt die Übereinstimmung seiner Beobachtung mit der von Helmholtz für  $10^\circ$  Temperatur-



Um zu zeigen, wie groß die Abweichungen werden, wenn man andre Wellenformen der Berechnung zugrunde legt, seien hier noch die Beispiele gegeben, welche Wien in seiner Abhandlung numerisch für Luftwogen anführt. Die Werte unserer Tabelle sind zum Vergleich daneben gesetzt.

Temperatur-Differenz	Wellenlänge	Windsprung	
10°	200 m	8.56 mps	Wien
10°	200 "	4.75 "	Tabelle
10°	700 "	8.56 "	"
10°	800 "	9.45 "	Wien
10°	800 "	9.50 "	Tabelle.

Diese durch die verschiedenen zugrunde gelegten Wellenformen bedingten Abweichungen zeigen jedenfalls, daß man die Angaben unserer Tabelle nur zu rohen Überschlagsrechnungen verwenden kann. Eine exakte Berechnung würde die Kenntnis der in der Natur vorkommenden Wellenformen zur Voraussetzung haben, über welche aber noch keinerlei Beobachtungen vorliegen. Mit Hilfe von stereoskopischen Aufnahmen von Berggipfeln und vielleicht auch vom Freiballon aus würde es sicherlich möglich sein, hierfür das erste grundlegende Beobachtungsmaterial zu beschaffen. Einzelne Elemente, wie die Wellenlänge und die Wellenhöhe, lassen sich auch noch auf andere Weise ermitteln, wie später gezeigt werden wird.

Für die Benutzung unserer Tabelle ist außer dem Umstande, daß sie nur für die angegebene Wellenart Gültigkeit besitzt, noch folgendes zu beachten:

1. Die Temperatur der unteren Luftschicht ist gleich 0° gesetzt. Ist die Abweichung hiervon erheblich, so hat man eine im folgenden zu besprechende Korrektur anzubringen.

2. Die Tabelle ist für trockene Luft entworfen. Für feuchte Luft, namentlich wenn die eine Luftschicht feucht, die andere trocken ist, ist eine Korrektur anzubringen.

3. Es darf keine Kondensation eintreten.

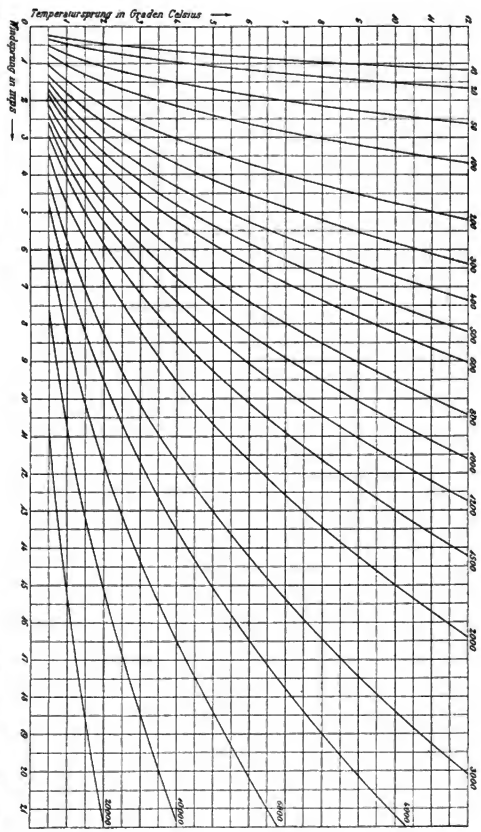
4. Die Änderung in Temperatur und Wind muß vollkommen sprunghaft sein.

Die ersten beiden dieser Einschränkungen entspringen aus dem Bestreben, die Tabelle für den Gebrauch möglichst bequem zu machen. Für viele Überschlagsrechnungen wird man nämlich die genannten Einflüsse vernachlässigen und direkt mit den Beobachtungsgrößen in die Tabelle eingehen können. Die für eine strenge Rechnung anzubringende Korrektur besteht für beide Teile darin, daß man sich zuerst das Verhältnis der Dichtigkeiten  $\frac{s_1}{s_2}$  herstellt, dies =  $\frac{273}{T}$  setzt, und nun mit dem fingierten Temperatursprung  $T - 273$  in die Tabelle eingeht. In dem ersteren Falle ist das Verhältnis der Dichtigkeiten  $\frac{s_1}{s_2}$  nichts anderes

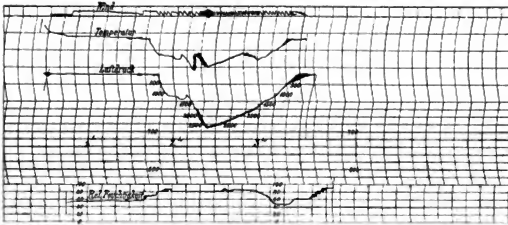
als das umgekehrte Verhältnis der absoluten Temperaturen. Ist z. B. ein Temperatursprung von  $-10^\circ$  auf  $-5^\circ$  beobachtet, und will man die Abweichung von  $0^\circ$  berücksichtigen, so setzt man  $\frac{263}{268} = \frac{273}{T}$ , woraus  $T = 278.3$ , und der reduzierte Temperatursprung  $T - 273 = 5.3$  statt der beobachteten  $5^\circ$  folgt. An der Hand der graphischen Tabelle wird man sich schon vorher

sprung und 10 mps Windsprung zu 550 m (nach Wien wären es ca. 900) berechneten Wellenlänge hervor: „Die in unserm Falle beobachtete Temperaturdifferenz betrug  $6.5^\circ$ , die mittlere Fahrtgeschwindigkeit war ca. 12.5 mps, die untere Luftschicht ruhend, also Temperatur- und Geschwindigkeitsdifferenzen ähnlich wie in dem Helmholtz'schen Beispiele, und der beobachtete Abstand der Nebelrollen wurde zu 540 m gemessen, also eine Übereinstimmung, wie sie vollständiger nicht verlangt werden kann“. Für die beobachteten Werte würde sich aber nach Helmholtz eine Wellenlänge von mehr als 1300 m, nach Wien von mehr als 2000 m ergeben.

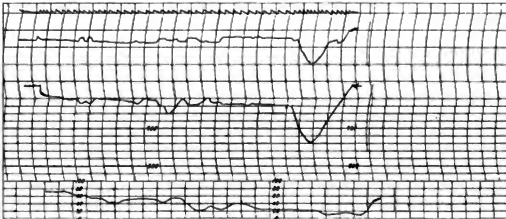
Kurven gleicher Wellenlänge.



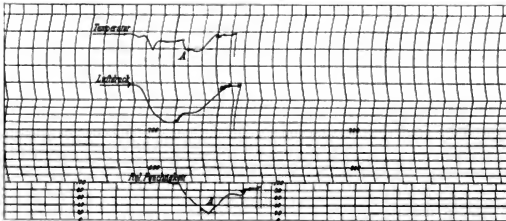
6. Dezember  
1905.



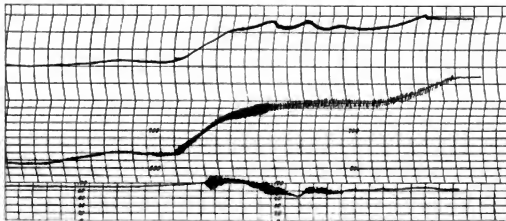
2. Februar  
1906.



19. Februar  
1906.



16. Januar  
1906.



leicht orientieren können, ob eine derartige kleine Änderung des Temperatursprunges eine bemerkbare Änderung der Wellenlänge bewirken wird. Größere Beträge erreicht diese Vernachlässigung erst bei sehr tiefen Temperaturen, wie sie namentlich für die Wogen der Cirrus-Region in Frage kommen. Für eine Inversion von  $-60^\circ$  auf  $-55^\circ$  z. B. erhalte man  $\frac{213}{218} = \frac{273}{T}$ ; woraus  $T = 279.4$ , d. h. man hätte statt mit  $5^\circ$  mit  $6.4^\circ$  in die Tabelle einzugehen.

Will man außerdem auch die Feuchtigkeit berücksichtigen, so stellt man sich in ähnlicher Weise das Dichtigkeitsverhältnis her nach der Formel

$$\frac{s_1}{s_2} = \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{(b - 0.378 e_1)}{(b - 0.378 e_2)}$$

worin  $T_1$  und  $T_2$  die absoluten Temperaturen,  $b$  den Barometerdruck und  $e_1$  und  $e_2$  die Dampfdrucke bezeichnen.

Um den maximalen Betrag dieser Korrektur an einem Beispiel zu erläutern, nehmen wir an, wir hätten eine Inversion von  $0^\circ$  auf  $+5^\circ$  an einer oberen Wolkengrenze. (Ich setze absichtlich die Temperatur der unteren Schicht  $0^\circ$ , um zu zeigen, wie groß der Korrektionsbetrag für Feuchtigkeit allein wird.) Die relative Feuchtigkeit der unteren Schicht sei gleich  $100\%$ . Zugleich sei diejenige der oberen Schicht gleich  $0\%$ . Dann wird  $e_1 = 0$  und  $e_2 = 4.57$ . Ferner sei  $b$ , um eine konkrete Annahme zu machen, gleich 600. Dann wird

$$\frac{s_1}{s_2} = \frac{273}{278} \cdot \frac{600}{600 - 0.378 \times 4.57}$$

Da wir dies wieder  $\frac{273}{T}$  zu setzen haben, wird

$$T = 278 \times 0.99712 = 277.21$$

Der fingierte Temperatursprung, der als Argument für die Tabelle zu verwenden ist, wird also  $4.2^\circ$  statt  $5^\circ$ .

In den meisten Fällen wird naturgemäß diese Korrektur weit geringfügiger sein. Auch ist ersichtlich, daß sich die aus der Feuchtigkeit entspringende Korrektur vielfach mit der aus der Temperatur kompensieren wird.

Ungleich schwieriger als die bisher besprochenen Einflüsse sind die unter Nr. 3 und 4 genannten Störungen zu behandeln, und für ihre Berücksichtigung läßt sich keine allgemeine Regel geben. Über den Einfluß der Kondensation läßt sich nur folgendes aussagen: wenn die untere Schicht kondensiert und die obere nicht, so ist einleuchtend, daß bei der Hebung der Schichtgrenze im Wellenberg die untere Luftmasse sich nach der feuchten, die obere sich nach der trockenen Adiabate abkühlen muß, d. h. bei einer Hebung um 100 m kühlt sich die obere wärmere um  $1^\circ$ , die untere kältere aber um  $0.5^\circ$  bis — je nach der Höhe und Temperatur —  $1^\circ$  ab, wodurch also die Temperaturdifferenz schon um  $\frac{1}{2}^\circ$  verringert werden kann. Umgekehrt wird in den Wellentälern die Temperaturdifferenz vergrößert. Die Wirkung einer Kondensation der unteren Schicht muß also offenbar die sein, daß in den Wellenbergen ein geringerer Temperatursprung herrscht als in den Tälern. Da aber zu einem geringeren Temperatursprung stets eine größere Wellenlänge gehört, so werden die Wellenberge das Bestreben haben, sich auszudehnen, und die Täler, sich zu verengen. Die Wellenlinie muß sich also einer Form nähern, wie sie schematisch in der Fig. 1 unter a dargestellt ist.

Nehmen wir nun den entgegengesetzten, in der Natur offenbar ungleich seltener eintretenden Fall an, daß die untere Luftschicht nicht kondensiert, während die obere dies in ihrer ganzen Mächtigkeit tut. Bilden sich dann an der Schichtgrenze Wogen, so wird offenbar durch den eben besprochenen Vorgang in den Tälern der Temperatursprung verringert und in den



Fig. 1.

Bergen vergrößert. Hier werden also die Täler das Bestreben haben sich auszudehnen, und die Wellenlinie wird sich der in Fig. 1 schematisch dargestellten Form b nähern.

Dieser prinzipielle Unterschied in den beiden genannten Fällen scheint mir von großer Tragweite für das Verständnis mancher Wolkenformen zu sein. Offenbar lassen sich nämlich diese Überlegungen auch auf solche Fälle ausdehnen, in denen es nicht zur Ausbildung regelmäßiger, gut definierter Wellenzüge kommt, sondern nur unregelmäßige Auf- und Abwärtsbewegungen an der Schichtgrenze eintreten. Beim Wasser nennen wir ein solches leichtes Gekräusel „Katzenpfötchen“.) Die Bedingungen, welche diese erzeugen, scheinen bei atmosphärischen Diskontinuitätschichten ungleich häufiger zu sein; denn hier beobachten wir ein derartiges unregelmäßiges Auf- und Abwollen viel häufiger als regelmäßige Wogenbildung. Offenbar muß nun auch in solchen Fällen der ganze Charakter der Erscheinung derselbe sein wie der der Formen a und b in Fig. 1, je nachdem oben oder unten Kondensation herrscht. In der Tat zeigt fast jede Photographie eines Wolkenmeeres den ausgesprochenen Habitus der Form a, und die ganze Wolkenoberfläche gleicht in der Regel einer großen Zahl aneinander gereihter Rundhöcker. Dagegen dürfte die Skizze b die einfache Erklärung für die als „cumuli mammati“ bezeichnete Wolkenform geben. Sie tritt häufig bei Cumulus-Wolken auf, welche sich seitlich ausbreiten, und hier sind in der Tat die angeführten Bedingungen erfüllt, indem sich die wärmere, aber durch und durch kondensierende Luftmasse des Cumulus über die von ihr durchbrochene kältere und nicht kondensierende Luft lagert. Das Experimentum crucis für diese Erklärung ließe sich vielleicht erbringen, wenn ein Drachonemeteorograph von unten in die Mammato-Wolke eindringt. Er müßte dann an dieser gleichsam umgekehrten Wolkenoberfläche eine Inversion registrieren, die mit Feuchtigkeitszunahme verbunden ist, ähnlich wie er bei einer gewöhnlichen Wolkenoberfläche eine Inversion mit Feuchtigkeitsabnahme registriert.

Es ist nach dem Vorangehenden auch die Möglichkeit regulärer Wogen an einer Wolkenbasis nicht zu leugnen, wieweil dieser Fall natürlich noch seltener vorkommen wird als die unregelmäßigen Mammato-Formen. Die Bedingungen hierfür wären dann gegeben, wenn die Wolkenbasis zugleich eine Schichtgrenze mit Temperaturinversion und Windsprung darstellt, wenn also die obere Luftschicht in ihrer ganzen Mächtigkeit kondensiert.

Durch die besprochenen Einflüsse kann nun zwar die Gestalt der Woge sehr verändert werden, doch ist ersichtlich, daß die Gesamtwellenlänge nicht in demselben Maße beeinflusst werden wird, da die Wellenberge das zulegen, was die Täler verkürzen, oder umgekehrt. Anders liegen jedoch die Verhältnisse, wenn die untere Schicht gerade den Sättigungsgrad erreicht hat und nur in den Wellenbergen durch die hier eintretende adiabatische Expansion zur Kondensation gelangt. Hier wird zwar eine Vergrößerung der Wellenlänge in den Bergen eintreten, jedoch ohne eine entsprechende Verkürzung in den Tälern. Gerade dies sind aber die Fälle, in denen uns die Luftwogen in Gestalt von Wogenwolken sichtbar werden. Man sieht also, daß gerade diese Fälle einer quantitativ nicht kontrollierbaren Störung unterliegen, über welche man nur soviel aussagen kann, daß sie im Sinne einer Verlängerung der Welle wirken muß.

Was endlich die letzte der oben genannten Bedingungen betrifft, welche besagte, daß die Änderung in Temperatur und Wind vollkommen sprunghaft sein muß, so ist wohl klar, daß eine solche ideale Diskontinuitätsfläche in der Natur nicht vorkommen kann, da zwei verschiedenartige Luftschichten nicht miteinander in Berührung stehen können, ohne daß sich eine

\*) Es wäre zu bedenken, ob man die unregelmäßigen Formen der Schäfchenwolken (a-cu und ci-cu) statt durch Kreuzung zweier Wellensysteme nicht nach Analogie der Katzenpfötchen erklären könnte.

wenn auch noch so kleine Mischungszone bildete. Durch lange anhaltende Brandungsvorgänge kann aber die Mischungszone sogar eine außerordentliche Mächtigkeit gewinnen. Praktisch wird man daher diese Bedingung der sprunghaften Änderung dann als erfüllt gelten lassen, wenn die Dicke der Mischungszone nicht mehr von derselben Größenordnung ist wie die Dimensionen der Welle. Bei Drachenaufstiegen z. B. werden bisweilen tatsächlich derartige Temperaturinversionen gefunden, bei denen der Höhenunterschied zwischen der tiefsten und höchsten Temperatur unterhalb der Empfindlichkeitsschwelle des Instruments liegt, und die also für das letztere vollkommen sprunghaft sind. Weit häufiger tritt allerdings der entgegengesetzte Fall ein, daß die Mischungszone eine recht erhebliche Mächtigkeit besitzt, und man findet z. B. bei Wogen von 400 bis 500 m<sup>1)</sup> häufig Mischungszone von 100 bis 200 m Dicke. Eine theoretische Behandlung dieses Falles, auf den die einfachen Formeln natürlich nicht ohne weiteres angewendet werden dürfen, steht leider noch aus, und es läßt sich daher auch keine einfache Regel für die Berücksichtigung einer solchen Mischungszone angeben.<sup>2)</sup>

Ich möchte hier gleich noch eine andere Überlegung anführen, welche die Wahrscheinlichkeit des Auftretens sehr langer Wellen betrifft. Aus unserer graphischen Tabelle ist ersichtlich, daß für Wellenlängen über 2000 m die Windsprünge für nur einigermaßen erhebliche Temperatursprünge gleich enorm anwachsen. Will man daher nicht ganz ungeheure und nie beobachtete Windsprünge annehmen, so folgt, daß wir für das Zustandekommen sehr großer Wellen verhältnismäßig kleine Temperatursprünge postulieren müssen. Das zeigt sich deutlich, wenn man z. B. die Wellenlänge 10000 m in der Tabelle verfolgt.

Die Windwerte, welche ja nicht absolute Geschwindigkeiten, sondern Differenzen darstellen, halten sich bei dieser Wellenlänge nur für die allerkleinsten Temperatursprünge noch innerhalb der bisherigen Erfahrungsgrenzen. Es liegt auf der Hand, daß die Ausbildung großer Wellen eine Gleichförmigkeit der Verhältnisse an der Diskontinuitätsfläche über sehr große Erstreckungen hin zur Voraussetzung hat. Das räumlich meist eng begrenzte Auftreten von kleineren Wogen in den mittleren und unteren Schichten zeigt uns aber, daß fast stets das Gegenteil der Fall ist, daß nämlich der Sprung der Elemente an der Diskontinuitätsfläche quantitativ über größere Entfernungen sehr schwankend ist. Dies zeigen auch die Drachenaufstiege, bei denen selten eine Temperaturinversion gefunden wird, die beim Auf- und Abstieg in derselben Weise registriert wäre. Namentlich in den unteren Schichten, die unter dem Einfluß von lokalen Störungen, vertikalem Luftaustausch usw. stehen, wird diese Bedingung der Gleichförmigkeit der Erscheinung über größere Flächen und längere Zeiten überhaupt nicht oft erfüllt sein, ganz besonders selten aber in dem Falle, daß der Temperatursprung an sich klein ist; denn hier werden natürlich die genannten Störungen einen um so größeren Einfluß geltend machen. Man wird daher nicht fehl gehen in der Annahme, daß die Vorbedingungen für die Ausbildung sehr großer Wellen überhaupt selten, und dann vorwiegend nur in den höheren Schichten der Atmosphäre gegeben sind. Zu diesen Fällen sind vielleicht auch die Polarbanden zu rechnen, doch wird sich diese Frage wohl erst dann definitiv lösen lassen, wenn Beobachtungen über den Temperatur- und Windsprung bei Polarbanden vorliegen. Diese Angaben würde man erhalten, wenn es einmal gelänge, einen Ballon-sonde auch nach dem Durchsteigen der Diskontinuitätsfläche bei gleichzeitiger Anwesenheit von Polarbanden trigonometrisch zu verfolgen und so gleichzeitig den Temperatursprung zu registrieren und den Windsprung aus der trigonometrisch ermittelten Flughöhe abzuleiten.

<sup>1)</sup> Die häufigste Wellenlänge fand Säring unter 60 Beobachtungen zu 450 m. Siehe A. Sprung und R. Säring, Ergebnisse der Wolkenbeobachtungen in Potsdam etc. in den Jahren 1896 u. 1897. Berlin 1903, p. 73.

<sup>2)</sup> Vgl. hiermit S. 69.

Wenn schon nach dem Vorangehenden Wogen sehr großer Wellenlänge nur selten auftreten können, so kommt für die meisten Fälle noch eine andere Schwierigkeit hinzu. Bei Wellen von derartigen Dimensionen wird auch die Erhebung des Wellenberges so bedeutend sein, daß es dabei selten ohne Kondensation abgeht, welche, wenn sie auf die untere Schicht beschränkt bleibt, in der oben beschriebenen Weise eine Verringerung des Temperatursprunges zur Folge haben wird. Ist nun dieser Temperatursprung an sich schon klein, so wird er bereits bei mäßigen Wellenhöhen zum Verschwinden gebracht werden, was zur Folge haben muß, daß die untere Luftmasse langs dem Wellenkamm die Diskontinuitätsfläche durchbricht und nach oben strebt. Es ist nicht undenkbar, daß die auf der Rückseite der Depressionen auftretenden, mitunter in regelmäßigen Intervallen wiederkehrenden Böenwolken in der hier angedeuteten Weise von Wogen ausgegangen sind, von denen aber nicht viel mehr als die parallele Anordnung übrig geblieben ist. Diese Böen selbst aber als Wogen in dem Helmholtz'schen Sinne aufzufassen, sind wir wohl nicht berechtigt, da das genauere Studium ihrer Form und inneren Bewegung doch wohl auf andere Vorgänge hinweist. Die Welle als solche könnte jedenfalls nur dann bestehen, wenn sowohl über wie unter der Schichtgrenze Kondensation herrscht, wenn also inmitten der Wolke eine Temperaturinversion sich befände. Wie sollte aber eine nur geringe Inversion bei so gewaltigen Kondensationsvorgängen, wie sie z. B. im Innern einer Hagelbö auftreten, Bestand haben, ohne von den mächtig aufstrebenden Luftmassen durchbrochen und damit vernichtet zu werden?

Es ist übrigens noch ein weiterer Fall bekannt, in welchem die Wolkenbildung von vorhandenen Luftwogen ausgeht und daher eine wogenartige Anordnung erhält. Ich meine hier die öfters beobachtete Erscheinung, daß Cumulus-Köpfe bisweilen in langen Reihen wogenartig angeordnet sind. Die einfache Erklärung hierfür dürfte darin zu suchen sein, daß die aufsteigende warme Luft sich in den Wellenbergen als den höchsten Punkten der untersten Schicht ansammelt und hier eher zum Durchbruch durch die Diskontinuitätsfläche gelangt als in den Wellentälern.

Aus dem Angeführten scheint mir hervorzugehen, daß Wellen von außerordentlich großen Dimensionen (Helmholtz zog solche von 30 km Wellenlänge in Erwägung) in den meisten Fällen aus thermodynamischen Gründen unmöglich und jedenfalls auf die obersten Luftschichten beschränkt sind. In der Tat liegen auch, wenn man von dem noch nicht ganz aufgeklärten Phänomen der Polarbanden absieht, bisher keine Beobachtungen über Wellenlängen dieser Größe vor, während solche von der Größenordnung eines oder weniger Kilometer mehrfach beobachtet sind, und solche von 400 und 500 m fast täglich auftreten. Die größte Wellenlänge, welche Herr Süring in der Bearbeitung der Potsdamer Beobachtungen während des internationalen Wolkenjahres angibt, betrug 2040 m und wurde in 10350 m Höhe angetroffen, wie denn überhaupt eine Tendenz in dem Sinne, daß die großen Wellenlängen vorzugsweise in großen Höhen vorkommen, auch bei den von ihm bearbeiteten Beobachtungen deutlich zu Tage tritt.

Ich möchte nicht unerwähnt lassen, daß Wogen von großer Wellenlänge, wenn sie in den unteren Schichten der Atmosphäre auftreten, wie Wogen in seichtem Wasser zu betrachten sind, bei denen, wie auch theoretisch nachweisbar ist, eine erhebliche Verringerung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit eintreten kann. Bei Wasserwogen äußert sich diese Verzögerung in der Weise, daß sich die ursprünglich geradlinigen, parallelen Wellenzüge um ein ihnen entgegengesetztes Riff halbkreisförmig herumbiegen. Bei Luftwogen tritt ein ähnliches Phänomen dann ein, wenn ein Berg oder überhaupt eine Erhebung, z. B. auch ein Wald, aus der Diskontinuitätsfläche herausragt. Ich möchte hier an die instructive photographische Aufnahme erinnern, welche sich auf S. 203 des II. Bandes von „R. Aßmann und A. Berson, Wissenschaftliche

Lufffahrten (Braunschweig 1900)<sup>14</sup> reproduziert findet, und auf welcher deutlich erkennbar ist, wie sich die auf der Oberfläche des Nebels bildenden Wogen halbkreisförmig um einen Wald herum schließen.<sup>15</sup>)

## II. Streichrichtung und Zugrichtung der Wogen.

Die Streichrichtung der Wogen hängt offenbar nicht von ihrer absoluten Bewegung gegen die Erde ab, sondern lediglich von dem an der Diskontinuitätsfläche herrschenden Windsprunge, d. i. der geometrischen Differenz der oberen und unteren Windgeschwindigkeit. Ihr Winkel gegen die absolute Bewegung kann daher den ganzen Vollkreis durchlaufen. Senkrecht zur Zugrichtung wird die Woge offenbar nur dann streichen, wenn an der Schichtgrenze Windzunahme oder -Abnahme ohne eine gleichzeitige Änderung der Windrichtung herrscht. Dagegen ist ohne weiteres ersichtlich, daß die Streichrichtung mit der Zugrichtung gerade zusammenfallen wird, wenn nur eine Drehung des Windes ohne Zunahme oder Abnahme der Geschwindigkeit vorhanden ist. In diesem Falle steht nämlich die geometrische Differenz beider Winde senkrecht auf der allgemeinen Strömungsrichtung, und da die Wogen wiederum senkrecht zu dieser Differenz aufgeworfen werden, so fällt ihre Streichrichtung mit ihrer absoluten Bewegung zusammen, und die Wogen werden in der Richtung ihrer eigenen Längsachsen über den Beobachter hinwegziehen.

Man kann sich leicht veranschaulichen, wie die Streichrichtung der Wellen bei den verschiedenen Kombinationen von Windzunahme oder -Abnahme mit Rechts- oder Linksdrehung verlaufen muß. In Fig. 2 sei a b für alle betrachteten Fälle der untere Wind nach Richtung und Geschwindigkeit. Ist nun ac der obere (Windzunahme und Rechtsdrehung), so streicht die Woge senkrecht zu bc, was in der Figur durch die gestrichelte Linie bei c angedeutet ist. Ist dagegen ad der obere Wind (Windabnahme und Rechtsdrehung), so streicht sie senkrecht zu bd. Für Windzunahme und Linksdrehung (a e) streicht sie  $\perp$  be, und für Windabnahme und Linksdrehung  $\perp$  bf. Für eine beobachtete Streichrichtung gibt es daher stets 2 Erklärungsmöglichkeiten, z. B. könnte man aus einer Streichrichtung, die  $\perp$  bc verläuft, sowohl auf Rechtsdrehung und Windzunahme, wie auf Linksdrehung und Windabnahme (bei f) schließen.



Fig. 2.

Für die absolute Zugrichtung der Wolken sei auf eine frühere vereinfachende Annahme zurückgegriffen. Es war (S. 56) die Geschwindigkeit der Welle als die mittlere Geschwindigkeit der beiden Luftschichten gesetzt worden. Unter dieser Voraussetzung ist es offenbar notwendig, daß auch die Zugrichtung der Wogen in erster Näherung die mittlere Richtung der beiden Luftschichten inne hat.

Im Anschluß an diese Ausführungen möchte ich noch auf die Ergebnisse der Potsdamer Beobachtungen während des internationalen Wolkenjahres zurückkommen. Bei der Diskussion des über Wogenwolken gesammelten Materials heißt es dort:<sup>16</sup>) „Bei gut ausgeprägten Wogenwolken sollte man erwarten, daß die Wogen senkrecht zur Zugrichtung stehen“, und unter diesem Gesichtspunkte sind die erhaltenen Resultate diskutiert. Nach unseren obigen Ausführungen wird diese Annahme auf die Fälle beschränkt, in denen an der Diskontinuitätsfläche eine Windzunahme oder -Abnahme ohne Änderung der Richtung herrscht, während im allgemeinen jede beliebige Streichrichtung auftreten kann.

<sup>14</sup>) Ich vermute, daß ähnliche Aufnahmen öfters erhalten worden sind; mir sind aber keine weiteren bekannt.

<sup>15</sup>) Ergebn. d. Wolkenbeob. in Potsdam etc., p. 72. Ähnlich auch in dem kurzen Bericht in M.Z. 04, p. 366.



Unter Berücksichtigung dieser Verhältnisse gewinnen nun die aus den Wolkenbeobachtungen abgeleiteten Zahlen eine etwas geänderte Bedeutung. Zieht man nämlich in Betracht, daß durchschnittlich mit zunehmender Höhe Windzunahme und Rechtsdrehung<sup>1)</sup> gefunden wird, so wird man erwarten können, daß dies auch in der durchschnittlichen Streichrichtung der Wogen zum Ausdruck kommt. Nun ergeben die Wolkenbeobachtungen im Mittel aus 74 Fällen den Winkel zwischen Zugrichtung und Streichrichtung zu 88°, statt, wie erwartet wurde, 90°. Der Winkel ist hierbei von der Zugrichtung nach links, entgegen dem Sinne des Uhrzeigers, gezählt. An der Hand der Fig. 2 läßt sich sofort feststellen, daß ein solcher Winkel in der Tat einer Windzunahme und Rechtsdrehung entspricht, oder allerdings auch — da stets 2 Lösungen möglich sind — einer Windabnahme und Linksdrehung; dieser letztere Fall ist natürlich für mittlere Verhältnisse, bei denen erwiesenermaßen die Windzunahme und Rechtsdrehung weit überwiegt, auszuschließen.

Für a-str, ci-cu und ci+ci-str werden die Werte 88°, bezw. 84 und 72°, was darauf hinweist, daß entweder in den höchsten Schichten der Atmosphäre die Rechtsdrehung bei Diskontinuitätsflächen immer entschiedener wird oder bei Linksdrehung die Windgeschwindigkeit nicht mehr mit der Höhe zunimmt, wie dies in den untersten Schichten der Fall ist. Indessen muß betont werden, daß unsere Kenntnisse der Strömungsverhältnisse in den Cirrus-Regionen noch sehr lückenhaft sind. Erst neuerdings hat man begonnen, durch trigonometrische Verfolgung von Ballon-sondes systematisches Beobachtungsmaterial für diese Frage zu gewinnen, und die bisher erhaltenen Beobachtungen sind so merkwürdig, daß zunächst wohl weitere Ergebnisse abzuwarten sind, bevor man einen Schluß auf die mittleren Verhältnisse wagen darf. Hier sei nur erwähnt, daß vielleicht die in großen Höhen gefundene warme Luftströmung, die bei den bisherigen Ballonverfolgungen merkwürdigerweise über mehreren vollständigen Windumläufen (in der Projektion der Ballonbahn durch doppelte Schleifen erkennbar) aus W oder WNW einsetzte,<sup>2)</sup> in der an ihrer unteren Grenze auftretenden Diskontinuitätsfläche die so häufigen Cirrus-Wogen erzeugt. Ob aber die Kondensation, ohne welche uns diese Wogen unsichtbar bleiben, in der gewöhnlichen Weise bei Sättigung der unteren Schicht entsteht, oder ob sie nicht vielleicht auf Mischung der oberen warmen, aber feuchten<sup>3)</sup> mit der kalten unteren zurückzuführen ist, für diese Frage reichen die bisherigen Beobachtungen bei weitem nicht aus, und so interessante Perspektiven sich auch daraus für die Erklärung mancher Cirrus-Formen ergeben würden, so dürfte es doch noch nicht an der Zeit sein, hierüber Spekulationen anzustellen.

Bemerkenswert unter den weiteren Resultaten der Potsdamer Beobachtungen ist noch der Umstand, daß sich für str-cu und a-cu ein Winkel von 92 bzw. 99° zwischen Zug- und Streich-

<sup>1)</sup> Nur für die mittlere Rechtsdrehung sei hier auf die von Herrn Berson der Versammlung der Internationalen Aeronautischen Kommission zu Petersburg 1904 vorgelegten Zahlen hingewiesen, welche aus den Drachen- und Fesselballonaufstiegen zu Tegel 1902–04 abgeleitet sind:

Höhe	200 m	500 m	1000 m	1500 m	2000 m	2500 m	3000 m
Gesamtdrehung vom Erdboden (Rechtsdrehung) .	8.1°	17.4°	23.5°	26.7°	29.1°	31.4°	32.9°

Im Übrigen siehe R. Aßmann u. A. Berson, *Wiss. Luftf.* III, p. 201 ff. und p. 211 ff.

<sup>2)</sup> Vgl. A. de Quervain, *Üb. d. Best. d. Bahn eines Registrier-Ballons am internat. Aufstieg v. 2. Juli 1903 z. Straßburg = Beitr. z. Phys. d. fr. Atm.* I, 1, p. 47; ferner H. Hergesell, *Neue Beob. üb. d. meteorol. Verhältnisse d. hohen wärmeren Luftschicht.* *Ibid.* I, 3, p. 143, sowie A. Wegener, *Üb. d. Flugbahn des am 4. Jan. 1906 in Lindenberg aufgestiegenen Registrierballons,* *ibidem* II, 1, p. 30.

<sup>3)</sup> Hergesell fand (a. a. O.) mit dem Eintritt in die warme Schicht eine Feuchtigkeitszunahme.

richtung ergibt, was entweder durch Windabnahme und Rechtsdrehung, oder durch Zunahme und Linksdrehung erklärt werden kann. Hiermit würde übereinstimmen, daß die Potsdamer Wolkenbeobachtungen beide Wolkenarten bei fallendem sowohl als bei steigendem Barometer finden (a-cu 31 Fälle bei steigendem, 25 bei fallendem Barometer; str-cu 15 Fälle bei steigendem, 8 bei fallendem Barometer).

Da hiermit doch einmal die Beziehung zur Wetterlage und damit die prognostische Bedeutung der Luftwogen gestreift ist, so möchte ich gleich hier darauf hinweisen, daß man an diese Frage meines Erachtens nicht mit alleiniger Benutzung der Wogenwolken herantreten darf.) Wenn keine Kondensation eintritt, oder wenn der ganze untere Luftkörper an Stelle der bloßen Wellenberge kondensiert, oder sobald eine darunter lagernde Wolkenschicht das ganze Phänomen verdeckt, sehen wir von etwa vorhandenen Luftwogen nichts. Für den Zusammenhang mit der Wetterlage ist aber offenbar nicht die mehr oder weniger zufällige Sichtbarkeit, sondern das Vorhandensein maßgebend, und zwar wohl nicht so sehr der Wogen an sich, als vielmehr der sie erzeugenden Diskontinuitätsfläche, die sich bei Drachenbeobachtungen in Gestalt von Temperaturinversionen verrät. Über die prognostische Bedeutung solcher Temperaturinversionen sind wir aber gegenwärtig noch nicht imstande, mit Bestimmtheit etwas auszusagen. Bei der täglichen Ausführung der Drachenexperimente hat man zwar den Eindruck, als sei eine ausgeprägte Beziehung zur Wetterlage vorhanden; z. B. tritt beim Herannahen einer tiefen Depression sehr oft eine starke Häufung kleiner Temperaturinversionen auf, deren jede dann mit einer neuen Windzunahme verbunden ist und die in ihrer Gesamtheit das Bild von zahlreichen dünnen, übereinander liegenden und sich gegenseitig überholenden Luftschichten darbieten, während auf der Rückseite der Depression meist eine starke, fast adiabatische Temperaturabnahme mit wenigen oder keinen Diskontinuitätsflächen zu herrschen pflegt, und einzelne besonders starke Inversionen mit Vorliebe am Rande eines gut definierten Hochdruckgebietes vorzukommen scheinen. Eine einwandfreie prognostische Verwertung ist aber bisher noch nicht gelungen.

Wenn nun nach dem Gesagten allerdings eine eigentliche Verwertbarkeit der Wogenwolken für die unmittelbaren Zwecke der Prognose noch aussteht, so möchte in andererseits ihre Fähigkeit hervorheben, uns über die meteorologischen Verhältnisse in der Höhe unmittelbar ohne jede Messung einen Aufschluß zu geben. Sehen wir sie, so wissen wir sofort, daß an der betreffenden Stelle eine Temperaturinversion und ein Windsprung vorhanden ist. Ob Rechts- oder Linksdrehung, und ob Windzunahme oder Abnahme herrscht, wird man gleichfalls — wenn auch mit doppelsinniger Lösung — unmittelbar aus dem Vergleich ihrer Zugrichtung mit ihrer Strichrichtung schließen können.

### III. Beobachtungsmethoden.

Im vorangehenden ist schon mehrfach von der Ausführbarkeit von Messungen bei Luftwogen die Rede gewesen. Es sollen nun im folgenden zunächst diejenigen Fälle zusammengestellt werden, in denen bisher Luftwogen überhaupt zur Wahrnehmung gelangten.

1. Durch direkte Beobachtung von einem Berggipfel oder vom Freiballon aus lassen sich solche Wogen feststellen, welche sich an der Oberfläche von Wolken oder Dunst bilden.
2. Wenn nur die Wellenberge der unteren Schicht kondensieren, so sind die Wogen auch direkt von der Erde aus wahrzunehmen.
3. Unsichtbare Luftwogen, bei denen keine Kondensation eintritt, äußern sich sehr häufig

1) Vergl. Kaßner, Ergebnisse von Beobachtungen über Wogenwolken = M. Z. 1900, p. 216.

in den Beobachtungen der Ballonfahrten in Gestalt von Temperaturschwankungen. Man bemerkt sie am besten, wenn man die Beobachtungen in eine Zustandskurve einträgt.)

4. Auch aus wellenförmigen Bewegungen des Ballons, welche im Barogramm der Fahrt zum Ausdruck kommen, läßt sich in den Fällen, wo kein vertikaler Wind zu beobachten war, auf Wogen schließen.)

5. Da Diskontinuitätsschichten stets mit einer Anomalie der Refraktion verbunden sind, so müssen sich Luftwogen, die sich an der Diskontinuitätsfläche bilden, bei klarer Luft bisweilen in gewissen rhythmischen Schwankungen der Refraktion bemerkbar machen. Hierher gehören manche Scintillationserscheinungen, sowie offenbar das von Seidl<sup>1)</sup> beschriebene Phänomen von „Luftwellen bei Bora im Golfe von Triest“, welche ein scheinbares Auf- und Abwogen des gegenüberliegenden Ufers bewirkten. Auch die bei Sonnenfinsternissen beobachteten „fliegenden Schatten“ scheint man in diese Rubrik einreihen zu müssen.)

6. Schließlich sind die Registrierungen von Drachen und Fesselballons zu erwähnen, für welche im folgenden das erste Material gegeben werden wird.

Die Frage, auf welchem Wege nun das Hauptproblem, nämlich die Feststellung der in der Natur vorkommenden Wellenform oder Formen, zu lösen ist, dürfte gegenwärtig noch nicht zu entscheiden sein. Es wurde schon weiter oben auf die stereoskopisch-photographische Methode hingewiesen. Für einen ständigen Beobachter auf einer Bergstation würde es nicht schwer sein, auf diese Weise im Laufe der Zeit eine brauchbare Reihe von Wogenaufnahmen zu erhalten, welche es gestatten, die räumliche Form der Wogen stereoskopisch auszumessen und ihren Querschnitt graphisch darzustellen. Allein man erhält auf diese Weise nur die durch Kondensation, und die mechanischen Einflüsse der Bergkuppe gestörte Wogenform. Ob es auch möglich ist, auf Dunstwogen, welche die einzige zugleich ungestörte und sichtbare Erscheinungsform darstellen, die photographische Methode anzuwenden, muß dahingestellt bleiben.

Man würde aber bereits einen großen Schritt weiter kommen, wenn es gelänge, für eine größere Anzahl von Fällen, bei denen Windsprung und Dichtigkeitssprung bekannt sind, einzelne Elemente der Wellenform, z. B. Länge und Höhe, durch Beobachtung festzustellen. Man würde dann in der Lage sein, dieses Material der Reihe nach mit allen theoretisch berechneten Wellenformen zu vergleichen, und indem man überall die Differenz Beobachtung —

Rechnung bildet, diejenige theoretische Form zu ermitteln, welche die Beobachtungen am besten darstellt. Gegenwärtig fehlt es hierzu noch an Material; denn es liegen bisher überhaupt nur wenige gelegentliche Messungen vor, welche die Vergleichung nur eines Elementes, nämlich der Wellenlänge, mit der Theorie gestatten. Es ist der Zweck der folgenden Ausführungen über die Drachenregistrierungen, auf eine neue Beobachtungsmethode hinzuweisen, welche vielleicht systematischere Untersuchungen ermöglichen wird.

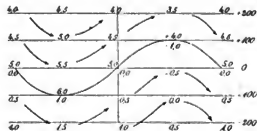


Fig. 3.

Bevor wir jedoch zur Mitteilung der Beobachtungen selbst übergehen, möge noch kurz auseinandergesetzt werden, in welcher Weise die kleinen Temperaturschwankungen zustande

<sup>1)</sup> Vgl. unter anderem O. Baschin, M. Z. 1900, S. 231.

<sup>2)</sup> Vgl. Kurt Wegener, Wetter, 1906 Heft I.

<sup>3)</sup> M. Z. 1898 S. 230.

<sup>4)</sup> W. Krebs, Fliegende Schatten bei der Sonnenfinsternis vom 30. August 1905 = Astr. Nachr., Bd. 170, 4074, S. 283.

kommen, durch welche sich die Luftwogen in den Registrierungen kenntlich machen. Wir wollen dies an einem frei gewählten Beispiel an der Hand der Fig. 3 erläutern.

An einer von Kondensation freien Schichtgrenze herrsche ein Temperatursprung von  $0^\circ$  (unten) auf  $5^\circ$  (oben). Die Erhebung des Wellenberges über die normale Ebene betrage ebenso wie die Senkung des Tales unter dieselbe 100 m, und in beiden Schichten herrsche ein Temperaturgefälle von  $0.5^\circ$  pro hundert Meter.

Ohne Wellenbewegung würde also die Schichtgrenze in der Figur bei der Horizontalen 0 liegen, und die ungestörten Temperaturen entsprechen denjenigen der Linie A B. Tritt nun die in der Figur angedeutete Wellenbewegung ein, so werden im Wellenberg (Abkühlung durch adiabatische Expansion) alle Temperaturen sinken, und im Tal steigen, wie dies die eingetragenen Zahlen zeigen.<sup>1)</sup> Für eine konstante Höhe wird also beim Vorbeiziehen der Wogen eine periodische Temperaturschwankung eintreten, z. B. wird die Horizontale +200 nacheinander die Temperaturen 4.0, 4.5, 4.0, 3.5, 4.0 etc. verzeichnen. Ist nun umgekehrt das vertikale Temperaturgefälle innerhalb einer Schicht, und die Temperaturschwankung in einer und derselben Höhe durch Beobachtung gegeben, so läßt sich die Wellenhöhe in allen Fällen bestimmen. Leider ist die Temperaturschwankung nicht immer zu beobachten. Es sei nämlich das Temperaturgefälle einer auf und nieder wogenden Luftschicht adiabatisch, also  $= \frac{1^\circ}{100 \text{ m}}$  in trockener Luft gefunden, und entsprechend langsamer in Wolken, oder kondensierender Luft, so ist die Temperaturschwankung bei Hebung und Senkung der Luft = 0, die Anwendung der Methode also unmöglich. Für alle andern Fälle hingegen ist sie brauchbar, und wird um so zuverlässigere Zahlenwerte liefern, je größer die Temperaturschwankung ist, je weiter sich also das Temperaturgefälle der Schichten von dem der Adiabate entfernt.

Herrscht nun z. B. Isothermie, wie die Schwankung pro 100 m Wellenhöhe  $1^\circ$  betragen in trockener Luft, und  $0.5^\circ$  in Wolken; und offenbar bestehen allgemein ganz bestimmte Beziehungen zwischen den einzelnen Faktoren, welche in der folgenden kleinen Tabelle klar zum Ausdruck kommen.

Wellenhöhe (h)	100	100	100	100	100	100	200	300
Jeweiliges adiab. Temperaturgefälle pro 100 m ( $\Delta$ )	$1.0^\circ$	$1.0^\circ$	$1.0^\circ$	$0.5^\circ$	$0.5^\circ$	$0.5^\circ$	$0.5^\circ$	$0.5^\circ$
Beobachtetes Temperaturgefälle pro 100 m (b)	$1.0^\circ$	$0.5^\circ$	$0.0^\circ$	$0.5^\circ$	$0.25^\circ$	$0.0^\circ$	$0.0^\circ$	$0.0^\circ$
Temperaturschwankung (d)	$0.0^\circ$	$0.5^\circ$	$1.0^\circ$	$0.0^\circ$	$0.25^\circ$	$0.5^\circ$	$1.0^\circ$	$1.5^\circ$

Setzen wir die leicht zu überblickenden Beziehungen in eine Gleichung, so erhalten wir: die Temperaturschwankung (d) in einer Höhe ist proportional der Wellenhöhe (h) und proportional der Differenz aus dem adiabatischen Temperaturgefälle pro 100 m ( $\Delta$ ) und dem beobachteten Temperaturgefälle pro 100 m (b) und

$$d = \frac{h}{100} (\Delta - b) \text{ und } h = \frac{100 d}{(\Delta - b)}$$

Man wird hiernach aus der Größe der Temperaturschwankung und dem Temperaturgefälle der Schichten die Wellenhöhe berechnen können.

Die Theorie zeigt, daß die auf- und abwogende Bewegung der beiden Medien in größerer Entfernung von der Diskontinuitätsfläche immer schwächer wird und schließlich in

<sup>1)</sup> Der Einfachheit halber ist die allmähliche Verminderung der Wellenbewegung mit zunehmender Entfernung von der Diskontinuitätsfläche unberücksichtigt gelassen.

geradlinige Bewegung übergeht. Die Entfernung, in welcher letzteres eintritt, hat einen großen Einfluß auf die resultierende Wellenform, weswegen auch für diesen Punkt die Herbeischaffung von Beobachtungsmaterial sehr wichtig wäre. Wenn ein Drachenmeteorograph langsam von oben nach unten durch diese Schichten hindurchgeführt wird, so werden schon in einiger Höhe über der Diskontinuitätsfläche periodische Temperaturschwankungen auftreten, deren Amplitude mit größerer Annäherung an dieselbe wächst. Wenn der Drachen dann in die eigentliche Zone der Wellenbewegung eintritt (in der Fig. 4 zwischen +100 und -100), so wird er an irgend einer Stelle der Woge die Schichtgrenze passieren und hierbei die Inversion registrieren.

Die Grenztemperaturen können offenbar je nach der Eintrittsstelle des Drachens in ziemlich weiten Grenzen variieren, in unserer Figur zwischen +4, -1 und +6, +1, der Betrag der Temperaturdifferenz der Inversion dagegen ist in unserem Beispiel überall konstant. Dies gilt allerdings nur für ungestörte Wellen. Wenn die untere Schicht kondensiert, so ist nach den früheren Ausführungen auch der Sprung im Wellenberg und -Tal verschieden. Besteht eine Mischungszone, so kann es außerdem vorkommen, daß der Drachen beispielsweise an einem Wellenberge von oben in die Mischungszone eintritt, und unten in einem Tal wieder heraustritt, oder umgekehrt, wodurch die registrierte Inversion gleichfalls stark variieren kann.

In den meisten bisherigen Beobachtungen beträgt die Inversion mehrere Grade, während die periodischen Schwankungen demgegenüber nur von differentialem Charakter sind und meist nur wenige Zehntelgrade ausmachen. Es soll aber auch ein Beispiel besprochen werden, wo sich bei einer verhältnismäßig geringen Inversion sehr große Wellen bildeten, bei denen die Temperaturschwankung durch Hebung und Senkung weit überwog.

Im Folgenden sind nun noch eine Reihe ausgesuchter Drachenregistrierungen mit Wogen diskutiert. Zu einer Zusammenfassung schienen die Beobachtungen noch nicht ausreichend; man wird hierfür vielleicht etwas weiteres Material, vor allem vom Freiballon, abwarten müssen. Die Originalregistrierungen sind auf Tafel II (p. 74) wiedergegeben.

### 1. Drachenaufstieg vom 6. Dezember 1905.<sup>1)</sup>

Stratus zwischen 1000 und 1800. An der Oberfläche Windsprung von 10 auf 19 mps, verbunden mit Drehung von SW nach WSW, und einer Temperaturinversion, im Aufstieg nahezu sprunghaft um fast 4°, im Abstieg um 2,2°, wo aber zugleich eine beträchtliche Mischungszone existiert. Es waren also an der Oberfläche der Stratus-Wolke die Bedingungen für das Auftreten von Luftwogen gegeben. In der Tat zeigen sich beim Abstieg in der Umgebung der durch die Temperaturinversion gekennzeichneten Diskontinuitätsschicht eine Anzahl periodisch wiederkehrender kleiner Temperaturschwankungen, die nach dem vorangehenden nur als Wirkung von Luftwellen angesehen werden können. In der Fig. 1 der Tafel II ist die Wind-, Temperatur-, Luftdruck- und Feuchtigkeitsregistrierung des Marvin-Meteorographen reproduziert. Bei der Luftdruckregistrierung sind die zugehörigen Höhenstufen von 500 zu 500 m eingetragen. Der absteigende Ast der Kurve entspricht dem Aufstieg des Drachens. Man sieht, wie zwischen 1500 und 2000 plötzlich die Kurve sich verbreitert, eine Folge der durch den starken Wind hervorgerufenen Erschütterungen. An dieser Stelle sieht man bei

<sup>1)</sup> Es liegt auf der Hand, daß auch auf früheren Registrierkurven des Kgl. Aeronaut. Observ. Luftwogen zu erkennen sind. Doch sind die Fälle nicht systematisch gesammelt, und aus der großen Zahl publizierter Aufstiege heute nur schwer zu ermitteln, während sie andererseits auch nicht in gleicher Weise zu einer Berechnung der Wogenlängen geeignet sind, wie die neueren Registrierungen, weil die Umlaufzeiten der Uhrtrömmeln früher zu gering waren, als daß man die Dauer der Wogen mit ausreichender Genauigkeit hätte ermitteln können.

der Temperaturregistrierung, die bisher der Luftdruckkurve ziemlich parallel verlief, eine plötzliche Temperaturzunahme, auf welche dann wieder die normale Abnahme bis zur Maximalhöhe folgt. Auch die Windzunahme ist an der engeren Folge der Kontakte der Windregistrierung gut zu erkennen. Das Einholen des Drachens konnte nur sehr langsam erfolgen, da der durch den heftigen Wind verursachte starke Zug den Haltedraht zu zerreißen drohte. Beim Abstieg wird wiederum die Inversion passiert, und in der Temperaturkurve sind bei A die vorerwarteten Temperaturschwankungen deutlich zu erkennen. Beim Aufstieg wurden dieselben wohl nur deswegen nicht registriert, weil der Drachen zu schnell in dem starken Winde hochsegelte, während er bei dem langsameren Abstieg längere Zeit in der Nähe der wogenden Diskontinuitätsfläche verharrte. Es scheint überhaupt die Regel zu sein, daß Luftwogen nur beim Abstieg registriert werden, offenbar weil die Höhenänderung des Drachens nur in diesem Falle kontinuierlich genug erfolgt, um die Periodizität der meist kleinen Temperaturschwankungen in der Registrierung erkennen zu lassen.

Es soll nun versucht werden, aus der Registrierung die Länge der Wogen abzuleiten. Auf der Originalkurve sind im ganzen 8 solcher Temperaturwellen von der Amplitude  $0.1^\circ$  bis  $0.7^\circ$  erkennbar, die nach der Papierskala auf einen Zeitraum von 17 Minuten entfallen (der Zwischenraum zwischen zwei Zeitordinaten beträgt bei der vorliegenden Registrierung 10 Minuten), so daß einer einzelnen Welle 2.1 Minuten zukämen. Die größte Welle allein ausgemessen ergibt 2.5 Minuten. Die folgende Rechnung soll für beide Werte durchgeführt werden. Für die mittlere Windgeschwindigkeit (14.5 mps), welche wir nach den früheren Auseinandersetzungen als die absolute Geschwindigkeit der Wogen betrachten, ergibt sich der in 2.1 (2.5) Minuten zurückgelegte Windweg zu 1827 (2175) m. Dies ist nun aber noch nicht die Wellenlänge selbst, sondern erst der schräge, vom Drachen ausgeführte Schnitt durch die Welle. Die Wellenlänge selbst würden diese Zahlen nur dann darstellen, wenn die Streichrichtung der Wogen senkrecht zum Azimut des Drachens, d. i. zur Zugrichtung verlief, wenn also nur Windzunahme ohne Drehung gefunden worden wäre, was in unserem Beispiele nicht der Fall ist, wo vielmehr für die untere Schicht SW-Wind, für die obere WSW notiert wurde. Wie dies zu berücksichtigen ist, zeigt Fig. 4.

Ist ab der untere Wind nach Richtung und Geschwindigkeit (SW 10 mps), ac der obere (WSW 19 mps), so stellt bc = 10.4 mps den resultierenden Windsprung dar, und die Wogen müssen, wie in der Figur angedeutet, senkrecht zu dieser Strecke aufgeworfen werden. Halbieren wir bc, so ist ad näherungsweise die Zugrichtung der Wogen, also auch die Richtung des schrägen vom Drachen ausgeführten Schnitts. Machen wir also de = 1827 bzw. 2175, so wird ef die wahre Wellenlänge, welche sich mit hinreichender Genauigkeit graphisch zu 1600 bzw. 1920 m ergibt.

Einem Vergleich dieser Werte mit der Theorie tritt namentlich der Umstand entgegen, daß die Mischungszone in unserem Falle eine außerordentliche Mächtigkeit besitzt. Die tiefste Temperatur der Inversionsschicht ist bei 1550, die höchste bei 1890 registriert, sodaß wir statt einer Diskontinuitätsfläche eine Schicht von 340 m Dicke haben, die offenbar auf stattgehabte Brandungsvorgänge zurückzuführen ist. Sehr bemerkenswert ist in dieser Hinsicht, daß etwa  $\frac{1}{4}$  Stunde vorher beim Aufstieg, wo die Inversion noch fast sprunghaft war, zugleich ihr Betrag erheblich größer war, was gleichfalls auf eine inzwischen eingetretene Mischung hindeutet. Man wird hiernach die Möglichkeit nicht von der Hand weisen können, daß für die Erzeugung der beobachteten Wellenlänge nicht sowohl der durch Mischung verminderte Inversionsbetrag maßgebend ist, sondern der ursprüngliche Betrag, welcher der idealen Diskontinuitätsfläche entspricht. Natürlich ist es in unserem Falle aber auch nicht zulässig, ohne weiteres hierfür den beim

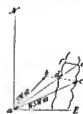


Fig. 4.

Aufstieg beobachteten Betrag von  $4^\circ$  zu benutzen, da außer den Brandungsvorgängen ja auch noch weitere Veränderungen inzwischen eingetreten sein können. Nur soviel wird man annehmen können, daß der beim Abstieg registrierte Betrag von  $2.2^\circ$  jedenfalls zu klein ist.

In der Tat ergibt sich nach unserer Tabelle für 10.4 mps und  $2.2^\circ$  eine Wellenlänge von mehr als 4000 m, während für  $4^\circ$  rund 2500 resultieren würde.

## 2. Drachenaufstieg vom 12. Februar 1906.

Die am 12. Februar 1906 erhaltene Registrierung von Luftwogen ist insofern von besonderem Interesse, als es diesmal nicht eine Windzunahme, sondern eine sprunghafte Windabnahme war, welche im Verein mit dem Temperatursprünge die Wellen erzeugte. Auch herrschte an der Schichtgrenze keine Kondensation, sodaß wir es hier mit dem störungsfreien Fall der unsichtbaren Luftwogen zu tun haben. Da außerdem die Bedingung der Sprunghaftigkeit der Inversion verhältnismäßig gut erfüllt ist, so wird diese Beobachtung eine relativ fehlerfreie Vergleichung mit der Theorie zulassen. Fig. 2 der Tafel II gibt die Registrierung des Aufstieges in derselben Weise wie bei dem vorigen Beispiel. Die sprunghafte Windabnahme ist in der Registrierung durch ein Schwimmen des Drachens in ein und derselben Höhenlage gekennzeichnet. Erst beim Einholen wurde er durch die hierdurch hervorgerufene künstliche Windverstärkung hochgeworfen. Wiederum beim Abstieg sind in der Temperaturkurve (bei A) die Luftwellen registriert. Die Registrierung zeigt hier so genau das oben als allgemeines Beispiel geschilderte Bild einer oben und unten von kleinen Temperaturschwankungen umgebenen Inversion, daß wir sie ebenso gut dort als Erläuterung hätten verwenden können. Bemerkenswert ist die große Mächtigkeit, in welcher sich die wogende Bewegung der Grenzfläche noch in beiden Schichten bemerkbar macht: die erste merkbare Temperaturschwankung tritt bei 1720, die letzte bei 640 m auf, also rund 700 m über und 400 m unter der Schichtgrenze.

Im ganzen sind vier Temperaturwellen registriert, zwei über und zwei unter der Schichtgrenze, deren jede im Mittel 88.5 Sekunden dauert (bei dieser Registrierung bedeutet der Zwischenraum zwischen zwei Zeitordinaten nur 7 Minuten), was bei einer mittleren Windgeschwindigkeit von 11.8 mps einem Windweg von 1037 m entspricht. Da hier keine Winddrehung gefunden wurde, so ist dies unmittelbar die Wellenlänge.

Aus unserer Tabelle ergibt sich für die registrierten Werte, nämlich einen Windsprung von 4 mps und einen Temperatursprung von  $1^\circ$ , eine Wellenlänge von rund 1400 m.

Es soll nun der Versuch gemacht werden, auch die Wellenhöhe aus der Registrierung abzuleiten. Dazu brauchen wir den Betrag der Temperaturschwankung und den Wert des Temperaturgefalles in den beiden Schichten. Um die Größe der Schwankung zu erhalten, denken wir uns die Maxima der registrierten Temperaturschwankungen durch eine Linie verbunden. Dann gibt der Abstand der Minima von dieser Linie die Größe der Schwankung an. Bei den am besten definierten Stellen der Registrierung erhalten wir für die obere Luftschicht eine Schwankung um  $0.3^\circ$ , für die untere eine solche von  $0.1$ . Das Temperaturgefälle resultiert für die obere Schicht zu  $0.13^\circ$ , für die untere zu  $0.19^\circ$  pro 100 m. Nach der oben abgeleiteten Formel ergibt sich daher für die obere Schicht  $h = 34.5$  m, und für die untere  $h = 12.3$  m.

Es bedarf kaum der Erwähnung, daß diese Werte als solche keinerlei Bedeutung haben, und nur von methodischem Interesse sind. Die wahre Wellenhöhe muß zweifellos erheblich größer gewesen sein. Denn abgesehen davon, daß diese Werte sich auf Punkte beziehen, welche der eine 200 m über, der andere 350 m unter der Schichtgrenze liegen, wo also die auf- und abwogende Bewegung der beiden Medien schon erheblich verflacht sein muß, ist einleuchtend, daß die registrierten Temperaturschwankungen von  $0.3^\circ$  und  $0.1^\circ$  nicht den wahren Temperaturschwankungen entsprechen können, da ein Schwellenwert von gleicher Größen-

ordnung schon nötig ist, um den Thermographen eines Marvin-Apparates überhaupt in Bewegung zu setzen. Es unterliegt keinem Zweifel, daß die üblichen Drachen-Meteorographen für so subtile Schwankungen nicht ausreichen, und daß diese Beobachtungen, falls sie die Wellenhöhe berechnen lassen sollten, mit empfindlicheren Instrumenten erhalten werden müssen. Ich glaube trotzdem diese Methode wenigstens an einem Beispiele erläutern zu sollen.

### 3. Kugelballonaufstieg vom 19. Februar 1906.

Von noch geringerer Länge sind die am 19. Februar 1906 bei einem Ballonaufstiege registrierten Luftwogen (Fig. 3 der Tafel II). Die Wogen bildeten sich hier an einer bei 1550 m liegenden Diskontinuitätsfläche (vermutlich obere Wolkgrenze), welche von der Erde aus durch einen bis 450 m reichenden Nebel vollständig verdeckt war. Wieder beim Abstieg (in der Temperatur- und auch in der Feuchtigkeitskurve bei A) gelangten die Wogen zur Registrierung. Unterhalb der Schichtgrenze herrschte N 1 mps, oberhalb NzE 4 mps. Die Temperaturwellen dauern nach der Zeitskala der Registrierung mit großer Übereinstimmung je 70 Sekunden, was für eine mittlere Geschwindigkeit von 2.5 mps einen schrägen Schnitt von 175 m Länge ergibt. Da die Winddrehung sehr gering war, ist auch die wahre Wellenlänge nur wenig kleiner.

Für einen Windsprung von 3 mps und den registrierten Temperatursprung von 3.7° gibt unsere Tabelle eine Wellenlänge von 210 m.

### 4. Drachenaufstieg vom 16. Januar 1906.

Zum Schluß möchte ich noch einen eigenartigen, anscheinend sehr seltenen Fall der Registrierung von Luftwogen besprechen. In Fig. 4 der Tafel II ist die am 16. Januar 1906 erhaltene Registrierkurve reproduziert. Es wurde bei diesem Aufstiege eine Registriertrommel benutzt, welche bereits in 1 Stunde eine volle Umdrehung ausführt. Der Raum zwischen 2 Zeitordinaten beträgt daher hier nur  $1\frac{1}{2}$  Minuten. Der besseren Übersicht halber sind in der Reproduktion nur die Abstiegskurven wiedergegeben. Leider hat bei der Druckregistrierung an der angedeuteten Stelle die normale Schreibung infolge Ausgehens der Registriertinte aufgehört, doch ist auf der Originalkurve der weitere Verlauf noch hinreichend sicher angedeutet, sodaß jedenfalls keine Zweifel über denselben bestehen können.

Hier zeigt nun die Temperatur eine Reihe von außergewöhnlich großen Schwankungen, welche eine sehr deutliche Periode aufweisen und offenbar nur durch Luftwogen erklärt werden können. Eine genaue Auswertung der Punkte der Temperaturmaxima und -Minima ergibt folgende Zahlen:

Zeit	10 <sup>h</sup>					11 <sup>h</sup>	
	50.6 min	52.8 min	54.7 min	57.1 min	59.5 min	1.3 min	4.0 min
Höhe in m . . . .	1450	1250	1180	1090	1080	1090	1100
Temp. C° . . . .	1.9	4.1	1.6	4.0	1.2	2.3	1.3
Rel. Feucht. % . .	74	59	77	70	76	75	76

Die Amplitude dieser Temperaturwellen, denen solche der relativen Feuchtigkeit parallel laufen, beträgt im Maximum 2.8°, die Zeitdauer einer Woge etwa 4 Minuten, woraus sich unter Berücksichtigung der Windgeschwindigkeit von 20 mps ein schräger Schnitt von 4.8 km Länge ergibt. Die wahre Wellenlänge dürfte aber wegen nahen Zusammenfallens der Zug- und Streichrichtung — infolge der sehr geringen Geschwindigkeitsdifferenz der Luftschichten — sehr viel kleiner sein. Leider gestatten die Beobachtungen in unserem Falle nicht, eine den früheren



Beispielen analoge Berechnung hierfür aufzustellen, indessen bestätigte sich die genannte Annahme am Nachmittage desselben Tages durch direkten Augenschein, als sich an der vorher wolkenlosen Schichtgrenze str-cu in Gestalt von außergewöhnlich großen Wogenwolken bildeten, die fast in der Richtung ihrer Längsachsen zogen.

An der Gesamtamplitude von 2.8° hat offenbar außer der durch Hebung und Senkung verursachten Schwankung auch die an der Schichtgrenze selbst herrschende Inversion einen Anteil, dessen Größe sich aber nicht bestimmen läßt. Die Feuchtigkeitsschwankungen sprechen dafür, daß die Schichtgrenze wiederholt vom Drachen durchschnitten worden ist. Da indessen ein scharfer Temperatursprung nicht hervortritt, so ist es wohl möglich, daß in dem vorliegenden Falle die Inversion verhältnismäßig gering war, vielleicht nur 1° oder weniger, während der größte Teil der Gesamtamplitude auf Rechnung der Hebung und Senkung infolge außergewöhnlich starker Wellenbewegung zu setzen ist.

Stellen wir die beobachteten und berechneten Wogenlängen (Beispiel 1, 2, 3) kurz zusammen, so ergibt sich folgende Tabelle:

	beobachtet	berechnet	Verhältnis
1	1827—2175 (ca. 2000)	2500	1.25
2	1037	1400	1.35
3	175	210	1.20
			Mittel 1.27

Wir müssen also in allen drei Fällen 2 bis 3 Zehntel der beobachteten Werte zuschlagen, um die berechneten Werte der Tabelle zu erhalten. Es scheint hier eine grundsätzliche Abweichung der Beobachtung von der Theorie vorzuliegen, soweit die geringe Zahl der Beobachtung einen solchen Schluß gestattet.

Leider reicht die Zahl der verwendbaren Einzelfälle nicht aus, um der berechneten Tabelle eine beobachtete entgegensetzen. Sicherlich wird es aber eine dankbare Aufgabe der Drachenbeobachtungen und Freifahrten in Zukunft sein, hierfür Material zu sammeln, aus welchem sich vor allem die Annahme über die Wogenform verbessern läßt.

Dann würde auch eine gründlichere Durchführung mancher Einzelheiten unsrer Darstellung zweckmäßig werden; so wird es sicherlich in Zukunft auch möglich sein, über die Windschwankungen, welche in den Wogen notwendigerweise eintreten, und der Gesamtbewegung superponiert erscheinen müssen, Beobachtungen zu erhalten. Das Verhalten der Drachen an Schichtgrenzen, nämlich das „Kleben“ an der Schichtoberfläche, auch wenn darüber stärkerer Wind vorhanden ist, und die hierbei immer mehr oder weniger deutlich hervortretende Neigung zum Gieren und Tauchen weist auf diese Bewegungsvorgänge hin, ohne sie überzeugend beweisen zu können. Dagegen scheint es wohl denkbar, daß der Freiballon hierfür geeignet ist; er macht, wenn er sich in Gleichgewichtslage befindet oder schwimmt, die Wellenbewegungen der Luft gezwungen mit, deren Details man daher in diesem Falle unmittelbar aus dem Barogramm erhält. Soweit die Luft aber an dem Ballon vorbei steigt oder sinkt, ohne ihn mitzunehmen, läßt sich ihre Bewegung durch ein Vertikal-Anemometer leicht ermitteln.

Einsteilen mußte auf diese Ausführungen verzichtet werden, weil bei dem Mangel an sachgemäß gesammeltem Material, ihre Behandlung nur umständlich und schwierig gewesen wäre, ohne zu einem befriedigenden Resultat führen zu können.

# Über das Ausmessen von Registrierballondiagrammen.

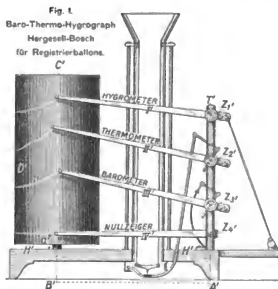
Von

K. v. BASSUS.

Den folgenden Betrachtungen ist ein Baro-Thermo-Hygrograph Hergesell-Bosch für Registrierballons, der Einfachheit halber mit nur einem Thermometer, zugrunde gelegt (Fig. 1). Ein solches Instrument liefert bekanntlich ein Baro-Thermo-Hygrogramm D (Fig. 2), aus dem auf Grund der Eichwerte des Instruments die meteorologischen Elemente des Aufstiegs, und, falls eine Visierung vorliegt, auch die Windrichtungen und Windgeschwindigkeiten für alle erreichten Höhen zu ermitteln sind; hierzu müssen zunächst die Ordinaten zahlreicher Diagrammpunkte, die zeitliche Zusammengehörigkeit der einzelnen Punkte des Baro-, Thermo- und Hygrogramms, sowie die Zeiten der Registrierungen (Abszissen) durch Messung bestimmt werden.

Die oberste Regel für jede Messung ist bekanntlich, ihre Genauigkeit in Einklang zu setzen mit ihren Grundlagen: die Grundlage für die hier zu besprechenden Messungen bildet die Leistung der Registrierinstrumente Hergesell-Bosch. Aus dem am Schlusse angeführten Literaturverzeichnis sowie aus mir von Herrn Dr. E. Kleinschmidt des Straßburger meteorologischen Landesdienstes gütigst gemachten direkten Mitteilungen ergibt sich als durchschnittliche Leistung dieser Instrumente bei richtig getroffenen Eichungen und Aufstiegsbedingungen die sichere und einwandfreie Registrierung von  $0.2^{\circ}$  C, 2 mm Hg und 0.1 min (das Hygrometer, dessen Verhalten bei niedrigen Temperaturen noch nicht näher untersucht ist, sei hier und für die Folge außer Betracht gelassen). Da nun im Durchschnitt  $0.2^{\circ}$  C mit 0.1 mm Zeigerausschlag und 2 mm Hg mit 0.15 mm Zeigerausschlag registriert

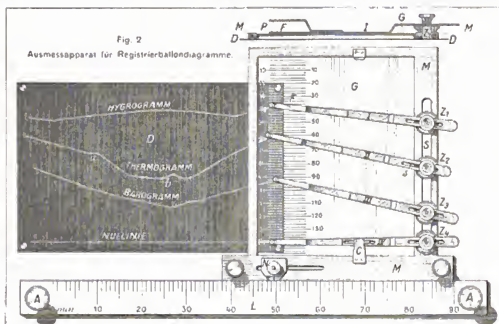
werden, müssen die Ordinaten der Kurvenpunkte des Thermo- und Barogramms auf mindestens  $\pm 0.05$  mm bezw.  $+ 0.07$  mm gemessen werden; da ferner  $0.1 \text{ min} = 0.37 \text{ mm}$  Umdrehung der Registriertrommel, müssen die Abszissen auf mindestens  $\pm 0.18 \text{ mm}$  ermittelt werden; wie genau drittens die zeitliche Zusammengehörigkeit von Punkten zweier Diagrammkurven zu identifizieren ist, ergibt die Praxis der Registrierballonaufstiege, aus der als Beispiel angeführt sei, daß ein Registrierballon den „wärmeren Luftstrom in 10–15 km Höhe“ (Fig. 2 bei b angedeutet) mit einer Steiggeschwindigkeit von 5 m/sec erreichte, dort einen Gradienten von  $+ 2.0^{\circ}$  C antraf, das Thermometer also  $0.2^{\circ}$  Temperaturänderung in  $0.03 \text{ min} = 0.12 \text{ mm}$  Drehung der Trommel D' (Fig. 1) registrierte, woraus hervorgeht, daß die zeitliche Zusammengehörigkeit der einzelnen Thermogramm- und Barogrammpunkte auf mindestens  $\pm 0.06 \text{ mm}$ , bei größeren Gradienten oder Steiggeschwindigkeiten als wie in obigem Beispiel noch ge-



nauer, festzustellen ist. Es ist hier noch anzufügen, daß derartige zeitlich zusammengehörige Punkte der einzelnen Kurven, abgesehen von einigen, durch Erschütterungen während des Flugs, z. B. im Moment des Platzens des Ballons, gleichzeitig entstandenen und sicher als solche zu erkennenden „Zeitmarken“ auf einem Diagramm nicht ohne weiteres ersichtlich sind; solche Punkte sind nicht etwa auf einer Senkrechten zur „Nulllinie“ (Fig. 2) gelegen, da weder von vornherein mit genau gleichen Zeigerlängen des Registrierinstruments gerechnet werden kann, noch die Zeiger während des Aufstiegs ihre anfängliche Winkelstellung zu einander beibehalten.

\* \* \*

Um diese große Meßgenauigkeit sowie insbesondere die Identifizierung zeitlich zusammengehöriger Diagrammpunkte bequem und sicher zu erreichen, habe ich mir folgenden Ausmeßapparat (Fig. 2) bauen lassen<sup>1)</sup>: Eine Spiegelglasplatte G mit eingetragter Millimeterteilung ist



in einen Messingrahmen M gefaßt, an dem auf der rechten Seite die im Schlitz S nach auf- und abwärts verschiebbaren Zeigerachsen  $Z_1$ — $Z_4$ , auf der Unterseite der nach rechts und links verschiebbare Index N angebracht sind. Auf der Glasplatte G liegen die Zeiger I—IV, deren Längen verstellbar sind (Schlitze s) und die sich um ihre Achsen  $Z_1$ ,  $Z_2$ ,  $Z_3$ , drehen lassen, mit Ausnahme des Zeigers IV, der nur in seiner Länge verstellbar und nicht drehbar ist. Die Enden der Zeiger tragen Dioptrvorrichtungen P mit senkrecht zu den Zeigerachsen eingezogenen feinen Platinfäden F. Zugehörig ist noch das auf einem Reißbrett angebrachte Führungslinien L mit Minuten- oder Millimeterteilung, das dadurch, daß die Löcher für die Befestigungsschrauben A reichlich groß gehalten sind, in gewissen Grenzen verschoben werden kann.

\* \* \*

<sup>1)</sup> Der Ausmeßapparat mit 2 Thermometerzeigern einschließlich Holzkasten und Reißbrett mit geteiltem Führungslinien wird von Ingenieur W. Sedlbauer, München, Ehrengutstraße 18 hergestellt und kostet 130  $\mathfrak{M}$ .

Bevor man das Ausmessen eines Diagramms mit diesem Ausmeßapparat beginnt, muß derselbe nach den Ausmaßen des Registrierinstruments eingestellt werden, von dem das betreffende Diagramm herrührt. Hierzu kontrolliert man zunächst am Registrierinstrument (Fig. 1), ob die Achse des Nullzeigers IV' genau parallel zur Oberkante der Grundplatte H' und somit auch senkrecht zur Achse der Registriertrommel D' und der Zeigersäule T' steht, und trägt, wenn dies nicht der Fall ist, den Abstand a' seiner Schreibnadel von der genannten Oberkante auf der Säule T' eigens ab, wodurch man den Punkt Z, ' erhält (am Ausmeßapparat, Fig. 2, ist diese Parallelität des Nullzeigers IV durch die Führung C dauernd gewährleistet). Hierauf greift man am Registrierinstrument, am besten mit einem Stangenzirkel, die Zeigerachsenabstände  $Z_1' - Z_2'$ ,  $Z_3' - Z_2'$ ,  $Z_4' - Z_1'$  ab und stellt nach ihnen am Ausmeßapparat die Zeigerachsenabstände  $Z_1 - Z_2$ ,  $Z_3 - Z_2$ ,  $Z_4 - Z_1$  mit Hilfe der in den Schraubenmitteln angebrachten Körner ein. Dieser Zeigerachseinstellung folgt jetzt die Zeigerlängeneinstellung, und zwar zunächst nur für denjenigen der Zeiger I', II', III' des Registrierinstruments (Fig. 1), dessen Länge am wenigsten abweicht von dem auf der Kante H' zu messenden Abstand A' B' zwischen der Trommelachse B' C' und der Zeigersäule T' (siehe später unter „Prinzipieller Meßfehler“). Dies ist z. B. nach Fig. 1 der Zeiger III', und man hat also in diesem Fall, am besten wieder mit Hilfe eines Stangenzirkels und der diesbezüglichen Körner, am Ausmeßapparat zunächst nur die Länge des Zeigers III gleich der Länge des Zeigers III' einzustellen.

Sodann heftet man nach Fig. 2 das auszumessende Diagramm D auf dem das Führungslinial L tragenden Reißbrett so an, daß der Anfang der 4 Diagrammkurven annähernd in Höhe des Nullstrichs der Teilung L zu stehen kommt und die „Nullinie“ des Diagramms zur Führungskante des Lineals L annähernd parallel und in einem derartigen Abstand liegt, daß bei Hin- und Herschieben des nunmehr an das Führungslinial L anzulegenden Ausmeßapparats der Diopter des Zeigers IV stets auf die „Nullinie“ des Diagramms weist. Die genaue Einstellung der Parallelität, nach welcher die Nullinie auf ihrer ganzen Länge innerhalb des Diopters IV auch unter dem gleichen Intervall der Millimeterteilung der Glasplatte G erscheinen muß, macht man nach Lockern der beiden Befestigungsschrauben A durch Verschieben des Lineals L. Jetzt schiebt man den Ausmeßapparat längs des Führungslineals L so über das Diagramm, daß der Diopterfaden F desjenigen Zeigers, dessen Länge nach dem betreffenden Zeiger des Registrierinstruments eingestellt wurde, in unserm Fall also des Zeigers III, mit dem Anfangspunkte seiner Diagrammkurve, in unserm Fall also des Barogramms, zur Deckung kommt, und stellt unter Festhaltung des Ausmeßapparats in dieser Lage die Längen der 3 anderen Zeiger nach den Anfangspunkten der betreffenden Diagrammkurven ein. Endlich hat man noch unter weiterer Festhaltung des Ausmeßapparats den Index N so nach rechts oder links zu verschieben, daß sich Indexstrich und Nullstrich der Linealteilung decken.

\* \* \*

Das Ausmessen eines Diagramms mit dem beschriebenen und eingestellten Ausmeßapparat ist sehr einfach: man verschiebt ihn längs des Führungslineals L so weit nach rechts, bis z. B. der Diopterfaden des Zeigers II, durch entsprechende Drehung auf das „Thermogramm“ gebracht, auf denjenigen Punkt des Thermogramms weist, der ausgemessen werden soll: dann zeigen die Diopterfäden der durch entsprechende Drehung auf das Hygro- und Barogramm gebrachten Zeiger I und III ohne weiteres auf Punkte gleicher Zeit. Nun werden die Ordinaten dieser 3 Punkte mittels der auf der Spiegelglasplatte G eingezitzten Millimeterskala gemessen, während die zugehörige gemeinsame Abszisse in Minuten bzw. Millimeter durch den Index N an der Teilung des Führungslineals angegeben wird.

Nach weiterer Verschiebung des Ausmeßapparats nach rechts und Nachdrehen der Zeiger wird die gleiche Messung für 3 folgende Punkte des Diagramms vorgenommen usw. Die Diopter halten hierbei parallaxtische Ablesefehler hinten, die sonst leicht unterlaufen, da zwischen Glasplatte G und Diagramm D zur Schonung des letzteren ein kleiner Abstand vorgesehen sein muß (vergl. die Schnittzeichnung oben rechts auf Fig. 2) und das Einstellen des Spiegelbildes der Augenpupille auf den jeweils zu messenden Diagrammpunkt infolge des durch das Diagramm gebildeten schwarzen Hintergrundes im allgemeinen schwierig ist.

Bei Anwendung dieses Ausmeßapparats wird, wie bei allen anderen Meßmethoden, denen ein abgewickeltes Diagramm zugrundeliegt, ein prinzipieller Meßfehler gemacht, indem der Apparat die Abzissen auf einer ebenen Fläche D (Fig. 3) aufsucht, während das Registrierinstrument auf eine Zylinderfläche D' schrieb. Der Apparat bezeichnet also als

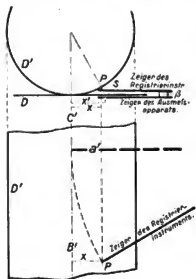


Fig. 3.

Messfehler des Ausmeßapparats.

durch verschieden große Zeigerausschläge  $\beta$  oder verschieden schräge Stellungen der Schreibnadeln S entstehen kann, überschreitet, wie ebenfalls zu errechnen ist, in keinem in der Praxis vorkommenden Fall  $\pm 0.02$  mm.

Mit dem in Vorstehendem beschriebenen Ausmeßapparat ist, wie ich glaube, eine einfache und leicht zu bedienende Vorrichtung zum Ausmessen von Registrierballondiagrammen geschaffen worden, die es auch weniger geübten Kräften ermöglicht, sich sicher und ohne Irrungen auf einem Diagramm zu orientieren und die große aufzuwendende Meßgenauigkeit insbesondere bezüglich der Identifizierung zeitlich zusammengehöriger Punkte der verschiedenen Kurven auch bei raschem Arbeiten einzuhalten sowie parallaxtische Ablesefehler zu vermeiden. Vollkommen fern liegt es mir dagegen zu behaupten, es müsse ein derartiger Apparat zur Erzielung dieser Maßgenauigkeit angewendet werden; ist es ja

eine bekannte Tatsache, daß bei entsprechender Sachkenntnis, Gewissenhaftigkeit und Zeitaufwendung auch mit einfachen Mitteln recht genau gearbeitet werden kann. Also nicht zur Verbesserung, sondern zur Erleichterung und Beschleunigung des Ausmessens sei der Apparat in erster Linie empfohlen.

Zum Schlusse ist noch zu bemerken, daß der Ausmeßapparat bei Ausführung in den der Fig. 2 entsprechenden Dimensionen ohne weiteres auch für die Drachen-Registrierinstrumente Hergesell-Bosch bzw. deren Diagramme verwendbar ist, und selbstverständlich auf Angabe zum Ausmessen der Diagramme aller anderen Registrierinstrumente ausgeführt werden kann, deren Registrierfolie durch ein Uhrwerk bewegt wird.

München, Juni 1906.

#### Literatur zu den Registrierinstrumenten Hergesell-Bosch.

1. Rapport de la commission internationale aéronautique, réunion de Strasbourg du 31 mars au 4 avril 1898, annexe N° X.
2. Protokoll über die vom 20.—25. Mai 1902 zu Berlin abgehaltene dritte Versammlung der internationalen Kommission für wissenschaftliche Luftschiffahrt, Beilage Nr. 24.
3. Quatrième conférence de la commission internationale pour l'aérostation scientifique près l'académie impériale des sciences de Saint-Petersbourg 29 août — 3 septembre 1904, supplément N° 24.
4. J. Maurer, Experimentelle Untersuchungen über das Verhalten des Trägheitskoeffizienten der ventilierten Thermometer unter variablem Druck des aspirierenden Mediums (mit einem Anhang: Einiges über die Tätigkeit der Schweizer Registrierballonstation), Meteorologische Zeitschrift 1904 Heft 11.
5. H. Hergesell und E. Kleinschmidt: Über die Kompensation von Aneroidbarometern gegen Temperatureinwirkungen, Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre I Heft 3.
6. A. de Quervain, Untersuchungen über die Vergleichbarkeit der Temperaturregistrierungen in der freien Atmosphäre, mit experimenteller Bestimmung der Trägheitskoeffizienten der verschiedenen Thermographen, ebenda I Heft 4.
7. H. Hergesell und E. Kleinschmidt, Nachtrag zu der Arbeit „Über die Kompensation von Aneroidbarometern gegen Temperatureinwirkungen, ebenda I Heft 4.

## Über eine einfache Methode, die Strömungen der höheren Atmosphärenschichten systematisch zu untersuchen.

Von  
A. DE QUERVAIN.

Welche große Wichtigkeit die Verfolgung der Flugbahn von Registrierballons zum Zweck der Messung der Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit der Luftmassen bis zu Höhen von über 16000 m besitzt, ist in dieser Zeitschrift auf Grund von interessanten Beispielen schon öfters betont worden, zuerst von mir<sup>1)</sup> und später, gestützt auf die mit meinem Spezialinstrument erhaltenen Resultate, auch von H. Hergesell<sup>2)</sup> und K. Wegener.<sup>3)</sup> Man darf annehmen, daß in Zukunft diese Bahnbestimmungen bei Registrieraufstiegen überall werden als selbstverständliche Vervollständigung des Experiments ausgeführt werden, soweit die Witterung es erlaubt.

Hier möchte ich nur kurz auf eine Ergänzung dieser Strömungsbestimmungen hinweisen, die allgemeiner Beachtung wert sein dürfte. Die Bestimmungen mit Hilfe des Registrier-

<sup>1)</sup> Diese Zeitschrift B. I, p. 47. — <sup>2)</sup> Diese Zeitschrift Bd. I, p. 143. — <sup>3)</sup> Diese Zeitschrift B. II, p. 30.

ballons, so hohes Interesse sie durch die Vergleichung mit dem Diagramm des Registrierinstruments bieten, haben doch den Nachteil, daß sie wegen ihrer Kostspieligkeit nur verhältnismäßig selten ausgeführt werden können, und deshalb die Luftströmungen nicht systematisch sondern auch nur gelegentlich zu untersuchen gestatten.

Es hat sich nun gezeigt, daß man mit vorzüglichem Erfolg an Stelle des Registrierballons auch ganz kleine und billige Pilotballons verwenden kann, sobald es nur auf die Untersuchung der Luftbewegungen allein abgesehen ist. Aus den Versuchen, die ich zuerst in Straßburg und dann in Zürich<sup>1)</sup> angestellt habe, und deren Ergebnisse durch die weiteren bezüglichen Erfahrungen von Dr. Kleinschmidt und Dr. Rempp am Straßburger Institut bestätigt werden, kann man Pilotballons im Preise von 4 Mk. (etwa 44 gr wiegend), denen man einen Anfangsauftrieb von etwa 200 gr gibt, mit meinem Spezialtheodoliten bei heiterem Wetter bis zu Höhen von 10–15 km verfolgen, und zwar selbst dann, wenn in den höheren Schichten heftige Winde die Ballons sehr weit entführen. Es hat sich gezeigt, daß wegen der besonderen Art, wie die sehr durchsichtigen Pilotballons das Licht reflektieren und durchlassen, ihre Sichtbarkeit unter Umständen selbst die der viel größeren Registrierballons übertrifft. Die Genauigkeit der aus den Pilotaufstiegen abzuleitenden Angaben beruht natürlich vor allen darauf, wie genau die Höhe des Ballons als Funktion der Zeit bekannt ist. Bei den Registrierballons ergeben sich diese Höhenwerte aus dem Registrierdiagramm. Bei den Pilotballons dagegen müssen sie aus dem Anfangsauftrieb abgeleitet werden; dies kann mit einer für den Zweck der Messungen genügenden Genauigkeit geschehen, und zwar ein für allemal in empirischer Weise, vielleicht morgens früh bei sehr ruhigem Wetter, wobei am besten nach der von Dr. Kleinschmidt vorgeschlagenen Methode der Ballon an einem leichten und 20–40 m langen Faden zur beliebigen Wiederholung des Versuchs gefesselt bleibt.

Man hat die Berechtigung, nach Analogie der Registrierballonaufstiege anzunehmen, daß mindestens bis zur Höhe von 10000 m die Vertikalgeschwindigkeit annähernd konstant bleibt. Aus angestellten Versuchen ging hervor, daß die genannten Pilotballons selbst im Zustande größter Ausdehnung nicht mehr als 8–10 gr Auftrieb pro Stunde verlieren. Da eine Änderung von einigen Gramm im Auftrieb die Steiggeschwindigkeit gar nicht in merklicher Weise beeinflusst, und der Aufstieg nicht länger als eine Stunde dauert, kann man über diesen Punkt vorläufig beruhigt sein. Eine Bestätigung durch Einvisierung von zwei Basispunkten aus müßte eine allerdings sehr erwünschte Bestätigung ergeben.

Die Ableitung der Horizontalprojektion der Flugbahn, aus der sich Richtung und Geschwindigkeit ja unmittelbar ergibt, kann sehr einfach und schnell erhalten werden; nach den von mir angestellten Versuchen am besten so, daß man den Radius vector mit dem Rechenschieber oder mit einem eine einzige Seite umfassenden Tangententafelchen numerisch berechnet, und dann in der dem Azimut entsprechenden Richtung aufrägt. Für letztern Zweck habe ich einen Vollkreistransporteur mit einer entsprechend eingeteilten langen Alhüde kombinieren lassen. Dieses kleine Hilfsinstrument erfüllt seiner Zweck sehr gut. Binnen 2 Stunden können so, die Zeit der Ballonverfolgung einbegriffen, die Bewegungen des Luftmeers bis zu einer Höhe von 15000 m numerisch festgelegt sein.

Da nach dem vorhergehenden diese Methode ebenso billig wie bequem und schnell ist, möchte ich hier ihre Durchführung in großem Maßstabe nachdrücklich befürworten. Es wird selbst solchen Instituten, die nicht über besondere Mittel zur Untersuchung der freien Atmosphäre verfügen, möglich sein, solche Messungen an allen geeigneten Tagen in ihr Programm aufzunehmen, und in sehr viel versprechender Weise an der Erforschung der atmosphärischen Zirkulation mitzuarbeiten.

<sup>1)</sup> Mit Unterstützung der schweiz. meteorolog. Zentralanstalt.

# Über trockene Zonen der freien Atmosphäre.

Von

ELMAR ROSENTHAL.

Unter dem Namen „obere Störungszone“ hat wohl zuerst Süring eine eigentümliche Erscheinung der freien Atmosphäre beschrieben, die er in folgender Weise schildert.<sup>1)</sup> Die obere Störungszone, sagt er, fällt im einfachsten Falle mit der oberen Wolkengrenze zusammen und ist gekennzeichnet durch plötzliche Temperaturzunahme, sprungweise Feuchtigkeitsabnahme und zuweilen durch starkes Anwachsen der Windgeschwindigkeit. Süring führt dann weiter aus, daß die Feuchtigkeitsänderung keineswegs durch die Temperaturzunahme bedingt, sondern bedeutend größer ist, als es der letzteren entspricht, ja manchmal ganz allein die Zone charakterisiert. Es ist eben stets auch eine starke und plötzliche Abnahme der spezifischen Feuchtigkeit vorhanden. Die in der angeführten Publikation gegebene Tabelle X<sup>2)</sup> der Störungszone zeigt im Vergleich mit den entsprechenden Temperaturtabellen, daß oft statt der Inversion eine Isothermie oder auch nur eine merklich verlangsamte Temperaturabnahme vorhanden gewesen ist. Eine untere Wolkenschicht wurde in etwa einem Drittel aller Fälle beobachtet; die Änderung der Geschwindigkeit und Richtung des Windes ergab kein gesetzmäßiges Verhalten. Sonach gilt dann als Charakteristikum der Störungszone der sprunghafte, recht bedeutende Abfall der relativen Feuchtigkeit. Im weiteren vertikalen Verlauf der Störungszone sinkt dann die Feuchtigkeit gewöhnlich noch um einige Prozent, so daß ihr absolutes Minimum meist um viele Hektometer höher liegt als der Anfang der Zone; dann nimmt die Feuchtigkeit langsam wieder zu. An der oberen Grenze der Zone wird dann wieder eine plötzliche Zunahme der Feuchtigkeit beobachtet, so daß die trockene Zone zwischen Schichten von mittlerer oder hoher Feuchtigkeit eingeschlossen erscheint. Die so charakterisierte Zone großer Trockenheit wird „obere“ genannt, weil sie eine Erscheinung der freien Atmosphäre ist und durch den Erdboden nicht oder nur indirekt beeinflusst wird. Die nicht selten unmittelbar über dem Erdboden lagernden Schichten von Dunst (≡∞) und Staub, welche gewöhnlich Störungen in der regelmäßigen Verteilung der Feuchtigkeit bewirken, ergeben die „untere Störungszone“, die sich vom Erdboden an bis hinauf zu etwa 400 m erstrecken kann.

Die im vorstehenden geschilderte Erscheinung soll nun an der Hand des inzwischen angesammelten Beobachtungsmaterials aus dem Gebiet der freien Atmosphäre sowie auf Grund einiger eigener Beobachtungen und Versuche näher studiert werden. Dazu wird es notwendig, eine strenge, ziffernmäßige Definition aufzustellen, um jede Willkür bei der Auswahl der Fälle auszuschließen. Hierbei muß namentlich auch auf die Form der Publikation der Berlin-Lindenberger Beobachtung Rücksicht genommen werden, da dieses reiche Beobachtungsmaterial, das nun bereits für drei vollständige Jahrgänge täglicher Aufstiege gedruckt vorliegt, keineswegs unberücksichtigt bleiben darf.

Sehen wir uns also die Zahlen der Süringschen Tabelle etwas näher an.

Das jedesmalige absolute Minimum der Feuchtigkeit ist für die Charakterisierung der Trockenzone offenbar bedeutungslos, denn es schwankt zwischen 0 und 81%. Wesentlich ist

<sup>1)</sup> Aßmann u. Berson, Wissenschaftliche Luftfahrten III Bd, pg. 151.

<sup>2)</sup> l. c. pg. 152.



hingegen, wie schon hervorgehoben, die sprunghafte Abnahme der Feuchtigkeit, die oft für höchstens 50–100 m Höhendifferenz 20%–30% oder sogar mehr beträgt. Das fällt namentlich beim Vergleich mit einem anderen interessanten Wettertypus auf, bei dem die Feuchtigkeit gleichfalls mit wachsender Höhe abnimmt und den Süring dem Gebiet der vorwiegend vertikalen Luftbewegung zuordnet und durch Tabelle VIII<sup>1)</sup> erläutert. Im letzteren Falle ist die Feuchtigkeitsabnahme annähernd gleichmäßig und verhältnismäßig langsam und beträgt im Mittel 4.7% per 100 m; nur in drei von den angeführten 22 Fällen ergibt sich ein Gradient von mehr als 6%.

Versucht man hingegen auch für den Anfang der Störungszone einen Gradienten zu berechnen, indem man aus Sürings Tabelle X die jeweils engsten Höhenintervalle aufsucht und die entsprechende Feuchtigkeitsänderung auf 100 m reduziert, so ergibt sich ein Gradient von 16.7%. In etwa der Hälfte aller Fälle beträgt die gesamte Feuchtigkeitsänderung in dem ins Auge gefaßten kleinsten Intervall  $\geq 35\%$  und nur in  $\frac{1}{4}$  aller Fälle ist sie  $< 20\%$ . Beachten wir jetzt, daß die Berlin–Lindenberger Beobachtungen<sup>2)</sup> die Werte der meteorologischen Elemente immer nur für je 500 m Höhendifferenz mitteilen, so werden wir zur Erkennung einer etwa vorhandenen Trockenzone fordern müssen, daß die Feuchtigkeitsabnahme  $\geq 35\%$  sei, was also einem Gradienten von 7% entspricht, also bedeutend mehr, als in dem Fall der gleichmäßigen Feuchtigkeitsabnahme.

Wir wollen dann der Gleichförmigkeit wegen diesen Minimalgradienten auch für diejenigen Beobachtungen beibehalten, bei denen die Werte auch für kleinere Höhendifferenzen mitgeteilt sind, aber dann noch die Forderung hinzufügen, daß die Feuchtigkeitsabnahme jedenfalls im ganzen  $\geq 20\%$  betragen soll. Von den Berliner Beobachtungen sollen selbstverständlich auch diejenigen Fälle mitgenommen werden, bei denen die in der Anmerkung hinzugefügten Angaben zeigen, daß die oben aufgestellten Forderungen erfüllt sind. Die beiden oben unterschiedenen Fälle werden durch die gewählte Definition zwar nicht streng auseinandergehalten, indessen sieht man doch, daß nur 10–20% der einen Gruppe ausgeschlossen und etwa ebensoviel von der anderen statt dessen mitgenommen werden können. Der Versuch, die sprunghafte Feuchtigkeitsänderung etwas schärfer hervorzuheben, scheidet an dem Umstande, daß die meistens benutzten Registrierinstrumente eine nur beschränkte und zudem variable Empfindlichkeit besitzen, sodaß sehr viel von den technischen Details des in Frage kommenden Aufstieges abhängt. Die Freifahrten dagegen bewegen sich ja nicht in einer Vertikale, und die Häufigkeit der Ableseung, sowie die Geschwindigkeit des Aufstieges spielen auch in diesem Falle die Rolle von Zufälligkeiten. Immerhin läßt sich doch in den allermeisten Fällen unschwer erkennen, daß es sich in der Tat um eine sprunghafte Feuchtigkeitsabnahme handelt, was oft schon vom Beobachter selbst bemerkt worden ist.

Untersuchen wir zunächst die geographische Verbreitung der soeben definierten Erscheinung. Da die „wissenschaftlichen Luftfahrten“ sich zunächst auf die nähere Umgebung von Berlin beziehen, so ist es selbstverständlich, daß auch die Berliner Drachenbeobachtungen die fragliche Erscheinung sehr häufig nachweisen, was weiter unten noch genauer ausgeführt werden soll. In Pawlowsk werden die Trockenzonen gleichfalls häufig beobachtet, wie unter anderem auch schon aus zwei Arbeiten von Rykatschew<sup>3)</sup> hervorgeht, welche die Temperaturinversion zum Gegenstande haben und daher auch auf die Fälle sprunghafter Feuchtigkeitsabnahme als auf einen speziellen Fall hinweisen. In Jurjew zeigte

<sup>1)</sup> l. c. pg. 148.

<sup>2)</sup> Ergebnisse der Arbeiten am aeronautischen Observatorium. 1903, 1904, 1905.

<sup>3)</sup> Rykatschew, Quelques résultats etc. IV conférence de la commiss. intern. pour l'aérost. scient. Supplém. 21, Rykatschew, Note préliminaire etc. Met. Zeitschr. „Hann Bd.“ pg. 174.

von 10 im Jahre 1904 ausgeführten Aufstiegen<sup>1)</sup> einer charakteristischen Trockenzone. In Kasan<sup>2)</sup> findet sich unter 5 Aufstiegen, bei denen Feuchtigkeitsangaben aus verschiedenen Höhen erhalten wurden, einer mit starker Inversion und sprunghafter Feuchtigkeitsabnahme. Hergesell<sup>3)</sup> fand über dem Bodensee unter 24 Beobachtungstagen 4 mit einer Trockenzone in etwa 1000 m Höhe. Eine große Zahl zum Teil recht charakteristischer Fälle wurden in Jütland<sup>4)</sup> 1902—1903 beobachtet. Unterzieht man die Beobachtungen an den internationalen Tagen<sup>5)</sup> einer genaueren Durchsicht, so sieht man, daß fast an jedem Tage an 1—3 Stationen, meist in verschiedenen Höhen, die in Rede stehenden Störungs- oder Trockenzonen angetroffen wurden. An 56 internationalen Tagen, deren Beobachtungen bis jetzt gedruckt vorliegen, finden sich an 48 Tagen Trockenzonen und zwar im ganzen 117 Fälle, die sich über ganz Europa (außerdem Blue Hill) verteilen. Dabei muß im Auge behalten werden, daß vielfach, namentlich in den ersten Jahren, Angaben über die Feuchtigkeit fehlen, so daß die Ausbeute jedenfalls viel größer wäre, wenn vollständige Beobachtungen vorlägen. Aus dem Gesagten geht hervor, daß die „obere Störungszone“ überall in Europa (z. B. Kasan, Guadalaajara etc.) häufig angetroffen wird. Aus Nord-Amerika liefert uns Blue-Hill<sup>6)</sup> fortlaufend Beobachtungen aus der freien Atmosphäre, und auch hier finden sich unsere Trockenzonen häufig. Aber nicht nur über dem Festlande, auch über dem Meere werden in annähernd denselben Höhenlagen ganz ähnliche Erscheinungen beobachtet. Die auf Initiative von Teisserenc de Bort<sup>7)</sup> im Kattegat veranstalteten Aufstiege ergaben in 11 Tagen 4mal eine Trockenzone. Berson und Elias<sup>8)</sup> fanden einen Fall in den dänischen Gewässern, ein zweiter in der Nähe von Spitzbergen ist nicht ganz deutlich ausgesprochen. Im Sommer 1906 fanden sich, wie ich durch freundliche persönliche Mitteilung von Prof. Dr. Hergesell erfahre, die Trockenzonen über dem Polarmeer in 70°—80° N-Breite bei allen gelegentlich einer Expedition des Fürsten von Monaco veranstalteten Aufstiegen. Im Finnischen Meerbusen machte Kusnetzow<sup>9)</sup> eine solche Beobachtung. Dines und Shaw<sup>10)</sup> beobachteten 1902 und 1903 7mal eine Störungszone. Simpson<sup>11)</sup> traf sie in der Nordsee 3mal, Cave<sup>12)</sup> in Barbados wahrscheinlich auch mehrfach; die gedrängte Form der Publikation gestattet aber die sichere Erkennung einer Trockenzone nur in einem Falle. In der Passatregion hat zuerst Hergesell<sup>13)</sup> eine unserer Störungszone ganz ähnliche Erscheinung als in diesem Gebiet häufig vorkommend, hervorgehoben. Die auf Initiative von Teisserenc de Bort und Rotch<sup>14)</sup> angestellten Beobachtungen haben dieses Resultat bestätigt: sie ergaben in 7 Fällen unter 21 eine der Störungszone ganz ähnliche Erscheinung. Die in letzter Zeit in England und in Indien regelmäßig angestellten Aufstiege waren mir leider nicht zugänglich. Es unterliegt aber nach dem Gesagten wohl keinem Zweifel, daß sich auch unter ihnen eine bedeutende Anzahl Trockenzonen finden dürfte. Ich glaube auf Grund des mir vorliegenden Materials die Behauptung aussprechen zu dürfen, daß die oben definierten Trockenzonen überall auf der Welt häufig angetroffen werden und zwar ganz

<sup>1)</sup> Meteor. Beob. in Jurjev 1904.

<sup>2)</sup> Ill. Aeron. Mittcil. Mai 1906. pg. 159—163.

<sup>3)</sup> Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre Bd. I pg. 1.

<sup>4)</sup> Travaux de la Station Franco-Scandinave de Sondages Aériens. Viborg 1904.

<sup>5)</sup> Veröffentlichungen der internationalen Kommission für wissenschaftliche Luftschifffahrt. 1901—1905.

<sup>6)</sup> Annals Astr. Obs. Harvard Coll. Vol. XLII P. I, Vol. LVIII P. II, P. III.

<sup>7)</sup> Travaux de la Station Franco-Scandinave.

<sup>8)</sup> Ergebnisse der Arbeiten am aeronautischen Observatorium. 1. Okt. 1901—31. Dez. 1902. Anhang 2.

<sup>9)</sup> Observatoire de Constantin. Étude de l'atmosphère F. II St. Pétersbourg 1906. (4. IX. 1903).

<sup>10)</sup> Philosoph. Transact. R. Soc. A. Vol. 202 pg. 123—141. Quart. Journ. R. Met.-Soc. 1904. April.

<sup>11)</sup> Quart. Journ. R. Met. Soc. 1906. Jan.

<sup>12)</sup> Meteor. Zeitschr. Juni 1905, Nov. 1905 u. a. O.

<sup>13)</sup> Meteor. Zeitschr. „Hann. Bd.“ pg. 270.

unabhängig davon, ob die unter ihr liegende Erdoberfläche von Land oder von Wasser bedeckt ist.

Die Frage nach der zeitlichen Verteilung der Trockenzeiten beantwortet sich einwandfrei an der Hand der Berlin-Lindenberger Beobachtungen, die ja einen dreijährigen Zeitraum mit täglichen regelmäßigen Aufstiegen umfassen. Eine auf dieses Material gegründete Statistik ist jedenfalls als frei von Willkür und Zufälligkeiten anzusehen. Ich habe dieses Material, ausgehend von den oben angeführten Grundsätzen, durchgesehen, wobei nur Trockenzeiten, die oberhalb 500 m anfangen, mitgenommen wurden, und unter den 1096 Tagen der Jahre 1903—1905 im ganzen an 267 Tagen Störungszeiten angetroffen, also an rund 25% aller Tage. Diese Zahl der Tage verteilt sich auf die Jahreszeiten, wie folgt:

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst
Zahl der Tage	84	61	55	67
Prozente	31%	23%	22%	24%

Der Winter weist hiernach eine etwas größere Zahl als der Sommer auf. Indessen dürfte dieses Übergewicht nur scheinbar sein und zwar aus folgenden Gründen.

Erstens ist die Feuchtigkeit in den unteren Schichten im Sommer im allgemeinen geringer als im Winter, so daß die durch die Definition geforderte große Feuchtigkeitsdifferenz im Sommer etwas seltener erreicht wird. Zweitens werden wir gleich sehen, daß die Trockenzeiten im Sommer höher liegen als im Winter, und da die Drachenbeobachtungen nur einen relativ geringen Höhenbereich umfassen, so kommt es dann häufiger vor, daß sie die möglicherweise in größeren Höhen vorhandenen Störungszeiten nicht mehr erreichen. Falls also eine jährliche Periode in der Häufigkeit der Trockenzeiten doch vorhanden sein sollte, so ist dieselbe wohl unbedeutend und läßt sich jedenfalls mit Hilfe des zur Zeit vorliegenden Materials nicht nachweisen.

Bemerkenswert ist dagegen, daß die Trockenzeiten eine gut ausgeprägte Neigung zu zeitlicher Konstanz zeigen. Von den angeführten 267 Tagen waren weniger als die Hälfte, nämlich 122, vereinzelt; 25mal wurden Trockenzeiten an je 2 aufeinanderfolgenden Tagen beobachtet, 16mal an je 3 aufeinanderfolgenden Tagen, 5mal an je 4 Tagen und je einmal hielten sich die Trockenzeiten je 6, 7 und 8 Tage lang. Der letztere Fall, vom 27. X. bis 3. XI. 1904, ist besonders bemerkenswert und kommt noch später zur Besprechung. Es muß noch erwähnt werden, daß sich auch zwischen den vereinzelt Tagen oft Bindeglieder finden, an denen der Feuchtigkeitsfall nur etwas weniger als durch die Definition gefordert, ausgeprägt ist und die daher nicht mehr berücksichtigt wurden. Anderenfalls hätte sich eine viel bedeutendere Erhaltungstendenz und eine viel größere Häufigkeit der Trockenzeiten ergeben.

Die mittlere Höhenlage der unteren Grenze der Trockenzeiten ergibt sich aus folgender, auf die oben genannten Berliner Beobachtungen gegründeten Statistik. Ich teile gleich die Prozentzahlen von allen in der betreffenden Jahreszeit, respektive im ganzen Jahr beobachteten Fällen mit. Die Höhen wurden dabei immer auf ganze Hektometer abgerundet.

Höhe	500—1000 m	1100—1900 m	2000—3000 m	> 3000	Summe
Winter	65 %	19 %	15 %	1 %	100 %
Frühling	44	31	25	0	100
Sommer	14	32	50	4	100
Herbst	40	25	31	4	100
Jahr	43	26	29	2	100

Man sieht deutlich das Vorherrschen der niedrig liegenden Trockenzonen im Winter und umgekehrt das starke Zurücktreten dieser Höhenlage im Sommer. Im Jahresdurchschnitt ist doch die niedrigste Höhenlage die häufigste.

Etwas anders liegen die Verhältnisse bei Säring. Er läßt die „obere Störungszone“ im Minimum schon bei 300 m Höhe beginnen; trotzdem verteilen sich die von ihm beobachteten Fälle wie folgt:

Höhe	< 1000 m	> 1000 m	> 2000 m	> 3000 m	> 4000 m
Zahl der Fälle	13	24	8	4	1

Hier dürfte sich aber wohl die geringe Anzahl der Fälle in der niedrigsten Höhengschicht aus den technischen Bedingungen der bemannten Fahrten erklären, welche diese unterste Schicht gewöhnlich sehr schnell durchschneiden, oft ohne Beobachtungen anstellen zu können. Ähnlich erklärt sich dann vielleicht auch das Vorherrschen der „Störungszone“ in der mittleren Höhe von 1000 bis 2000 m, in der die Ballons gewöhnlich am längsten treiben und daher die größte Wahrscheinlichkeit haben, irgendwo doch noch eine „Störungszone“ anzutreffen. Über 3000 m trifft man die untere Grenze der Trockenzonen nur noch recht selten, was natürlich teilweise dadurch erklärt werden kann, daß die Drachenbeobachtungen diese Höhe nur selten übersteigen und auch bemannte Fahrten in diesen Höhen doch nicht allzuhäufig sind. Die Registrierballons liefern aber gewöhnlich keine Feuchtigkeitsbeobachtungen. Außer den erwähnten Berliner Beobachtungen ergeben noch 7 internationale Aufstiege Trockenzonen angefangen von Höhen über 3000 m. Die größte (in Berlin) beobachtete Höhe betrug 5300 m. Ob trotzdem die Seltenheit der unteren Grenze der „Störungszone“ oberhalb 3000 m eine reelle Erscheinung ist, bleibt vorderhand eine offene Frage.

Aus dem Gesagten kann sofort gefolgert werden, daß sich über die vertikale Erstreckung der Trockenzonen nur wenig Sicheres aussagen läßt. Unter den Berliner Beobachtungen finden sich nur etwa 50, bei welchen die Mächtigkeit der Zone ziemlich sicher bestimmt werden kann. Unter diesen ergeben nur 9 eine Dicke von < 1 km; fast alle übrigen eine solche von 1–3 km; zweimal wurde sogar nahezu 4 km beobachtet. Da der größte Teil der in Rede stehenden Trockenzonen in etwa 1 km Höhe und darüber beginnt, die Drachenaufstiege aber gewöhnlich nur bis 2 km, selten 3 km Höhe reichen, so ergibt sich sofort, daß eine Mächtigkeit, die mehr als 1–2 km beträgt, gewöhnlich nicht mehr bestimmt werden kann. Dabei macht sich dann wieder die Trägheit der Hygrographen geltend, welche eine gegen Ende des Aufstieges vielleicht schon eintretende Feuchtigkeitszunahme während des kurzen Verweilens in der größten Höhe nicht anzeigen.

Wir werden also nur folgern können, daß die Trockenzonen, namentlich die scharf und charakteristisch ausgeprägten, mindestens 2 ja 3 km dick sind. Etwas Genaueres läßt sich auch aus den bemannten Ballonfahrten nicht folgern, da auch diese nur in einer verhältnismäßig kleinen Zahl von Fällen die fragliche Höhe von 4–5 km überschreiten. In einigen wenigen Fällen, die namentlich durch vereinzelte Angaben von Registrierballons geliefert werden, scheint die Dicke der Störungszone recht bedeutende Beträge erreichen zu können.

Auch über das gewöhnlich erreichte Minimum der relativen Feuchtigkeit lassen sich kaum zuverlässige numerische Angaben machen. Erst in allerletzter Zeit, seit man weiß, daß in größeren Höhen oft eine sehr geringe Feuchtigkeit angetroffen wird, prüft man die Hygrographen im Laboratorium bis zur möglichst größten Trockenheit herab, während man sich anfangs mit einem Minimum von 30%–40% begnügte. Nun entspricht aber bei den gewöhnlich verwendeten Haarhygrometern bei großer Trockenheit der Einheit der Feuchtigkeitsänderung ein viel größerer Ausschlag, als bei hoher Feuchtigkeit, so daß geradlinig extrapolierte Tabellen oder namentlich eine lineare Formel zur Umrechnung, wie das auch jetzt

noch vielfach geschieht, durchaus unstatthaft erscheinen. Wenn sich also in den Beobachtungen sehr häufig Minima von 0% finden, so ist eine solche Angabe sehr *cum grano salis* aufzufassen, ja selbst Feuchtigkeitswerte von 10%, -20% dürften leicht um mehr als 10%, fehlerhaft sein. Sind ja doch unsere Psychrometerformeln bei diesen Graden von Trockenheit schon unsicher. Ich sehe daher ganz davon ab, etwas näher auf die Feuchtigkeitsminima einzugehen und begnüge mich mit der Angabe, daß dieselben sehr oft zwischen 30% und 50% schwanken, sehr oft aber auch noch viel geringer sind.<sup>1)</sup>

Zur Untersuchung der horizontalen Ausdehnung der Trockenzonen müssen die internationalen Aufstiege herangezogen werden, die allein eine Synoptik der höheren Luftschichten liefern können. In bezug auf Feuchtigkeitsangaben ist aber, wie schon erwähnt, ein großer Teil dieser Fahrten, namentlich der älteren, noch recht lückenhaft, so daß Genaueres über die Ausdehnung der Trockenzonen schwer festzustellen ist. Trotzdem kann geschlossen werden, daß die horizontale Erstreckung der Trockenzonen im allgemeinen doch wohl nicht groß sein kann. Es finden sich zwar, wie schon erwähnt, an den meisten Tagen an irgend 2 oder 3 Stationen Trockenzonen, aber gewöhnlich in sehr verschiedenen Höhen und mit verschiedenen Begleiterscheinungen, während einige dazwischen liegende Stationen, welche die Feuchtigkeit beobachtet haben, keine Trockenzonen zeigen. Man wird also zu dem Schlusse gedrängt, daß die horizontale Ausdehnung der Trockenzonen im allgemeinen nicht groß ist, und kaum einige Hundert Kilometer betragen dürfte. Einige Fälle größerer Ausdehnung verdienen daher besonders hervorgehoben zu werden:

1902 Jan. 9. Paris, Straßburg, Wien, Berlin. Höhe etwa 1000 m, Inversion unmittelbar über Str-Wolken.

1903 Sept. 3. Hamburg, Berlin, Wien. Höhe 1200 m, meist Inversion, Bewölk. 0.

Außerdem an je zwei relativ nahe liegenden Stationen in annähernd gleicher Höhe: 1902, Juli 3; 1903, Febr. 5, Aug. 6; 1904, Aug. 4, Nov. 3; 1905, Mai 11 und vielleicht noch einige weniger markante Fälle.

Man erkennt aus der geschilderten Form des Auftretens der Trockenzonen eine gewisse Analogie mit der Bewölkung. Wolken werden ja fast immer da und dort angetroffen, eine sehr weit ausgedehnte gleichmäßige Wolkendecke kommt zwar auch vor, ist aber immerhin relativ viel seltener.

Betrachten wir jetzt auch die Begleiterscheinungen der Trockenzonen etwas näher und fassen wir zunächst den vertikalen Temperaturgang ins Auge.

Ich habe aus den Berliner Beobachtungen auch den vertikalen Temperaturgradienten (per 100 m) für dasselbe möglichst enge Höhenintervall (also gewöhnlich 500 m) berechnet, für welches die charakteristische Feuchtigkeitsänderung gefunden worden war. Es ergibt sich dann folgende Tabelle, in der die Fälle mit einem Temperaturgradienten von  $-0,1^{\circ}$  und  $+0,1^{\circ}$  auch noch zu den Isothermien gerechnet wurden.

Zahl der Fälle:

Höhe	500—1000 m	1100—1900 m	2000—3000 m	> 3000 m	Summe
Inversion	65	30	26	1	121
Isothermie	22	17	22	—	61
Gradient $-0,2$ bis $-0,4^{\circ}$	21	16	19	1 <sup>2)</sup>	58
Gradient $-0,5$ bis $-0,9^{\circ}$	9	5	9	3	26
Summe	117	68	76	6	266

<sup>1)</sup> Diesem Umstande ist wohl überall, besonders in den Berliner und Lindenberg Beobachtungen Rechnung getragen, indem die meisten der Originalregistrierungen Werte von erheblich weniger als 0%, oft bis  $-10$  oder  $15\%$  angeben, die natürlich als 0% erscheinen. Die Red.

<sup>2)</sup> Ein Fall war fraglich.

Man sieht, daß die Inversionen im allgemeinen vorherrschen, namentlich in der untersten Höhenlage. Aber auch Isothermie und Temperaturabnahme ist nicht selten, und in den größeren Höhen sind alle diese hier unterschiedenen Fälle im allgemeinen gleich häufig. Eine stärkere Temperaturabnahme von  $-0,5^\circ$  bis  $-0,9^\circ$ , welche bei mittleren Verhältnissen die normale ist, wird in den Trockenzonen nur selten beobachtet.

Es ist also in den Trockenzonen ein vom normalen merklich verschiedener Temperaturgang vorhanden; namentlich wird das konvektive Gleichgewicht nie erreicht. Andererseits wird aber die Temperaturinversion fast nie so groß, daß durch sie die charakteristische Feuchtigkeitsänderung erklärt werden könnte. Das ergibt sich aus folgendem.

Nimmt man die Abhängigkeit der maximalen Dampfspannung von der Temperatur in folgender, von Weyrauch<sup>1)</sup> herrührender Form, an:

$$e_m = a \cdot b^{-\frac{1}{t}}$$

wobei  $t$  die absolute Temperatur,  $a$  und  $b$  Konstanten sind, so hat man für eine Temperaturzunahme  $x$ :

$$e_x = a \cdot b^{-\frac{t+x}{t}}$$

Folglich ergibt sich die infolge der Temperaturerhöhung eingetretene Erniedrigung der Feuchtigkeit, wenn die ursprüngliche Feuchtigkeit die maximale (100%) war, in Prozenten:

$$\Delta f = 100 \left(1 - \frac{e_m}{e_x}\right) < 100 \left(1 - b^{-\frac{x}{t}}\right) < 100 \times \left\{ \frac{\lg \text{nat } b}{t^2} - \frac{x}{1 \cdot 2} \left(\frac{\lg \text{nat } b}{t^2}\right)^2 + \frac{x^2}{1 \cdot 2 \cdot 3} \left(\frac{\lg \text{nat } b}{t^2}\right)^3 \dots \right\}$$

Für  $t = 273^\circ$ ,  $\log (\log b) = 3 \cdot 3632$ ,  $x = 1^\circ$  ergibt sich  $\Delta f < 6 \cdot 9\%$ , also weniger, als die durch die Definition geforderte Feuchtigkeitsabnahme beträgt. Ist die ursprüngliche Feuchtigkeit nicht die maximale, sondern nur ein Bruchteil davon, so ist  $\Delta f$  noch mit diesem Bruch zu multiplizieren. Für  $x = 2^\circ$  hätte man allerdings im Maximum schon  $\Delta f = 13 \cdot 2\%$ . So starke Inversionen sind aber äußerst selten. Die Inversion betrug nämlich mehr als  $+1^\circ$  per 100 m nur in folgenden Fällen:

Höhe	500—1000 m	1100—1900 m	2000—3000 m	> 3000 m	Summe
Anzahl der Fälle:	22	6	8	0	36

Größer als  $+3^\circ$  per 100 m war die Inversion nur in 7 Fällen, wovon 3 auf die schon erwähnte Periode Okt.—Nov. 1904 kommen, innerhalb welcher sich noch mehrere Inversionen von  $>1^\circ$  finden. Diese Trockenzone begann aber mit einer Isothermie, und erst während ihres weiteren Fortbestandes bildete sich die starke Inversion heraus. Es ist somit in diesem Falle die starke Inversion Folgeerscheinung und nicht Ursache gewesen. Man ersieht aus dem Gesagten, daß die Temperaturänderung durchaus nicht den Grund für die Entstehung einer Trockenzone bildet, sondern nur eine mehr oder weniger zufällige Begleiterscheinung ist. Damit soll natürlich keineswegs geleugnet werden, daß eine etwa eintretende Inversion die schon vorhandene Abnahme der relativen Feuchtigkeit verstärken hilft.

Wenig Bemerkenswertes ergeben die Windbeobachtungen. Nach den Windrichtungen verteilen sich die Fälle wie folgt:

Windrichtung im Niveau der Trockenzone	Zahl der Fälle
Aus der W-Hälfte des Horizonts	159
Unbestimmt, Calme, oder genau N oder S	29
Aus der E-Hälfte des Horizonts	79

<sup>1)</sup> Hann, Lehrbuch der Meteorologie. I. Aufl. pag. 219.

Die W-Winde herrschen, wie man sieht, entschieden vor, indessen ist dies in unseren Breiten und namentlich in größeren Höhen auch sonst der Fall, so daß man diesem Umstande nicht allzuviel Bedeutung beilegen kann. Nach der Windstärke im Niveau der Trockenzone ordnen sich die Tage wie folgt:

Stärke m p. s. : 0—6	7—15	≥ 16	unbestimmt
Anzahl : 63	139	52	13

Die mittleren Windstärken herrschen also entschieden vor, wogegen sehr große oder sehr kleine Windgeschwindigkeiten viel seltener sind. Dieses Element bietet somit nichts Auffallendes dar.

Sehr interessant ist dagegen der Zusammenhang der Wolkenbildungen mit den Trockenzonen. In 117 von den 267 untersuchten Fällen begann die Trockenzone gerade an der oberen Grenze einer Str, SCu, Ni oder AS Schicht. In weiteren 22 Fällen reichten Cu-Bildungen bis in die Trockenzone. Das ergibt rund die Hälfte aller Fälle. Dagegen war der Himmel 65mal wolkenlos, und 63mal waren die Wolken entweder viel tiefer oder viel höher oder wechselnd und unbestimmbar. Diese Zahlen deuten auf einen gewissen Zusammenhang zwischen Wolkenbildungen und Trockenzonen hin.

Es erübrigt noch, die Abhängigkeit der Trockenzonen von der jeweiligen Wetterlage zu untersuchen, und ich habe deshalb die Hamburger täglichen Wetterkarten durchgesehen und auch die etwa in den vorausgehenden 24 Stunden gefallenen Niederschläge aus dieser Publikation entnommen. Da zeigt sich denn, daß es in der größten Mehrzahl der Fälle sehr schwer hält, die Trockenzonen mit Sicherheit einem der beiden charakteristischen Wettertypen, den Zyklonen oder Antizyklonen, zuzuordnen. In der Regel befand sich Berlin an den Tagen mit Trockenzonen im Grenzgebiet zwischen hohem und niedrigem Druck auf einer nahezu gradlinigen Isobare, oder in einem Sattel oder überhaupt in einem Gebiet, in dem sich kaum einwurfsfrei Isobaren ziehen lassen. In anderen Fällen, in welchen die Zugehörigkeit zu einer Antizyklone oder Zyklone leichter entschieden werden konnte, war es doch nur das Randgebiet eines dieser beiden Wettertypen, welches die Trockenzone aufwies. Als sicher zyklonal (wenn auch nicht ganz zentral) ergaben sich kaum 2 Fälle, die mit vorausgehendem Regenfall verbunden waren.

Etwas häufiger fanden sich deutlich ausgeprägte antizyklonale Fälle, nämlich etwa 33. Von diesen gehörten 16 erst dem weiteren Verlauf mehrtägiger Störungszonen an, hatten dieselben also nicht eingeleitet. Von den übrigen 17 war an 11 Tagen in Berlin selbst oder wenigstens in den benachbarten Stationen Regen gefallen.

Etwas 60 andere Fälle lassen sich, wenn auch nicht mehr ganz einwurfsfrei, den Randgebieten der Zyklonen oder Antizyklonen zuordnen und zwar annähernd im Verhältnis von 1 : 3. Alle übrigen Fälle waren ganz unbestimmt.

Wenn also im allgemeinen die antizyklonale Lage doch vorherrscht, so ist das keineswegs so zu verstehen, als ob die Störungszonen sich meist über Antizyklonen vorfinden. Letztere begünstigen wohl, wie es scheint, den Fortbestand der Störungszonen, leiten dieselben aber nicht ein. Das Entstehungsgebiet der Störungszonen ist vielmehr die Grenzlage zwischen den Zyklonen und Antizyklonen und ihre Ränder.

Bemerkenswert ist ferner das häufige Vorkommen von Niederschlägen kurz vor oder sogar während des Bestehens der Trockenzonen. Es ergeben sich folgende Zahlen.

	Zahl der Fälle	
Mit ●, ✕ etc. bei Berlin	97	Von letzteren beginnen unmittelbar über einer Str. etc.-Decke } 50
Mit ●, ✕ etc. nur an d. Nachbarstat.	32	
Trocken	138	

Die Niederschläge waren zum Teil recht bedeutend, im Maximum für Berlin an einem Tage 34 mm; an einem anderen Tage, wo in Berlin selbst nur 13 mm gefallen waren, überstiegen sie an den Nachbarstationen 50 mm.

Selbst starke Niederschläge zerstören die sehr trockene Zone also durchaus nicht. Es macht viel mehr, so paradox das klingt, den Eindruck, dass sie zur Bildung der Trockenzonen wichtig sind.

Ich habe die vorstehend angeführten Untersuchungen an der Hand der Berliner Beobachtungen geführt, weil sie, wie mehrfach bemerkt, eine homogene lückenlose Beobachtungsreihe bilden und also der Einwurf des Zufälligen, Gesuchten vermieden wird. Es finden sich aber natürlich bei einer Durchsicht der übrigen zu Anfang angeführten längeren oder kürzeren Beobachtungsreihen alle im vorstehenden geschilderten Eigentümlichkeiten wieder, auch das Vorkommen von Niederschlägen, so daß ich nicht näher darauf eingehe.

Nur einen sehr charakteristischen Fall aus der Fachliteratur möchte ich doch noch besonders anführen. Am 3 VIII 1905 fand Simpson<sup>1)</sup> über der Nordsee eine Trockenzone. Als der Drachen in etwa 1000 m Höhe schwebte und den Beginn der Trockenzone schon registriert hatte, ging ein starker Regen nieder, der zum Abwarten nötigte. Als der Drachen dann wieder eingeholt wurde, zeigte sich die Trockenzone in aller Deutlichkeit wieder.

Fassen wir das Gesagte kurz zusammen, so sehen wir, daß die „oberen Störungszonen“ oder Trockenzonen räumlich relativ wenig ausgedehnte Gebilde der freien Atmosphäre sind, die sich von den umgebenden Luftmassen durch große Trockenheit abheben und wenigstens in ihrem unteren Niveau scharf begrenzt sind. Ihre horizontalen Dimensionen betragen vielleicht kaum ein paar Hundert Kilometer, selten mehr; ihre vertikalen 2–3 km oder mehr. Sie treten recht häufig auf ( $\frac{1}{4}$  aller Tage bei Berlin), finden sich auf der ganzen Welt vor und werden gewöhnlich von benachbart gelegenen Wolken, oft sogar von Niederschlägen, begleitet. Sie ähneln also in der Art ihres Auftretens und in ihrer geometrischen Gestalt sehr den Wolken, jenen gewöhnlich recht scharf abgegrenzten Zonen größter Feuchtigkeit mit Kondensation in der freien Atmosphäre. Man könnte sie also „negative Wolken“ nennen. Dazu stimmt auch ihre Höhenlage, die denen der unteren und mittleren Wolken gleich kommt. Während aber letztere in erster Linie die Zyklonen, speziell deren mittlere und vordere Partien bedecken, treten die Trockenzonen oder, „negativen Wolken“ an den Grenzgebieten zwischen Zyklonen und Antizyklonen, mehr an den Rändern der letzteren auf. Eine bemerkenswerte Begleiterscheinung der Trockenzonen ist die Verringerung des vertikalen Temperaturgradienten, die sich oft bis zu dessen Umkehr steigert.

Nachdem so die Naturgeschichte der „negativen Wolken“ in ihren Hauptzügen festgelegt worden ist, drängt sich die Frage nach den physikalischen Ursachen ihrer Entstehung auf. Einen ersten Erklärungsversuch hat schon Süring unternommen, aber, wenn ich ihn recht verstanden habe, ohne Anspruch darauf, eine definitive Entscheidung treffen zu wollen. Er denkt an hyroskopische Staubmassen, welche die anfangs vorhandene Feuchtigkeit in unsichtbar kleine Tröpfchen kondensieren und die Luftmassen austrocknen. Dieser Gedankengang ist durch die untere Störungzone gegeben, die durch die Staub- und Dunstmassen in der Nähe des Bodens hervorgerufen werden. Die Nähe der großen Stadt legt dann die Vermutung nahe, daß sich diese Staubmassen auch weit nach oben erstrecken könnten.

Es ist aber zu bedenken, daß Feuchtigkeitsmaxima von 30% und weniger ganz eigentümliche hyroskopische Eigenschaften der Staubteilchen verlangen, die nach den Untersuchungen von Aitken und Melander nicht vorhanden sind. Nach diesen Forschern könnten dadurch nur Minima von 80%, höchstens 70%, erklärt werden.

<sup>1)</sup> Quart. Journ. R. Met. Soc. 1906. Jan.



Der Möglichkeit, daß ein großes Industriezentrum doch vielleicht gewisse Rauchteilchen von ganz exzeptionellen chemischen Eigenschaften hervorbringen könnte, steht die allgemeine Verbreitung der Trockenzonen entgegen.

Es wird ferner von verschiedenen Seiten nicht selten darauf hingewiesen, daß über Antizyklonen oft sehr geringe relative Feuchtigkeiten beobachtet werden, und es werden dieselben durch die adiabatische Erwärmung des absteigenden Luftstromes erklärt. Dabei ist aber zu bedenken, daß bei konvektivem Gleichgewicht in der Atmosphäre doch immer nur eine nach oben zu nehmende Feuchtigkeit vorhanden sein kann. Erst wenn die Feuchtigkeit soweit gesunken ist, daß sie mit unseren Beobachtungsmethoden nicht mehr meßbar ist, kann ein konstanter Nullwert beobachtet werden. Jedenfalls müßte dabei der adiabatische Temperaturgradient beobachtet werden.

Auf diese Weise können also unsere Trockenzonen durchaus nicht erklärt werden, möglicherweise wohl ihr oberer, hier fast garnicht erforschter Teil, aber keineswegs die untere hier behandelte Zone. Wir müssen uns also nach einer anderen Erklärung umsehen, und da möchte ich denn die folgende vorschlagen, die sich auf einige eigene Beobachtungen und daraufhin angestellte Experimente stützt<sup>1)</sup>.

Es ist eine bekannte Tatsache, daß, wenn man in einen geschlossenen Raum Wasser von niedriger Temperatur (oder Eis) bringt, die Dampfspannung schnell überall bis auf die maximale Dampfspannung der Flüssigkeit oder des Eises sinkt. Haben einige Teile des Raumes eine höhere Temperatur als das Wasser oder Eis, so sinkt in ihnen zunächst die relative Feuchtigkeit. Erst wenn sich auch die Temperatur ausgeglichen hat, steigt die relative Feuchtigkeit überall auf 100%, während die absolute Feuchtigkeit konstant gleich der maximalen Dampfspannung bei der Temperatur der Flüssigkeit bleibt.

Bei den gewöhnlichen derartigen Versuchen im Laboratorium wird die höhere Temperatur des abgeschlossenen Raumes durch die Zimmerwärme unterhalten, sodaß die Frage entsteht, wie sich in einem freien Luftraume, der der Wärmeleitung und Strahlung von anders temperierten Körpern, außer den Eis- und Wasserteilchen, nicht wesentlich unterworfen ist, die Erscheinungen abspielen würden. Mit anderen Worten, würde ein Stück Eis in einer umgebenden wärmeren und dampfreicheren Luftmasse diese zuerst abkühlen, sodaß die relative Feuchtigkeit immer nahe 100% beträgt, oder würde sich zunächst die Dampfspannung bis zu der des Eises erniedrigen und die Luft relativ trockener werden, ehe sich ihre Temperatur merklich ändert.

Um diese Frage experimentell zu beantworten, brachte ich innerhalb einer Glocke, in der sich Luft von Zimmertemperatur und großer Feuchtigkeit befand, ein ventilirtes Åßmannsches Psychrometer an, wodurch eine energische Durchmischung des ganzen etwa 25 l haltenden Raumes bewirkt wurde. Darauf setzte ich eine kleine Schale mit Schnee unter die Glocke: das feuchte Thermometer sank dann viel schneller, als das trockene. Bei einem derartigen Versuche, bei dem sich die Schneeoberfläche kaum 5 cm unter den Thermometerkugeln befand, sank in 4 Minuten nach Einbringen des Schnees die Temperatur des feuchten Thermometers um 3,3°, das trockene nur um 1,6°, was einer Erniedrigung der Feuchtigkeit um 16% entsprach.

Um zu bestimmen, wie weit der Wärmestrom aus der Umgebung das Fallen des trockenen Thermometers aufgehalten hatte, entfernte ich den Schnee schnell wieder und beobachtete das Wiederanstiegen des Thermometers in demselben Zeitraum, wie zuerst das Fallen. Bei den geringen hier in Frage kommenden Temperaturdifferenzen kann man offenbar

<sup>1)</sup> Mémoires de l'Acad. Imp. des Sciences de St-Petersbourg. VIII sér. T. XIX n° 7. 1906. (In russischer Sprache.)

jenes unbekannte Fallen gleich dem später beobachteten Ansteigen setzen, zumal da es sich ja nur um qualitative Versuche handelt. Die so ermittelte Korrektion ist übrigens gering. Bei einem anderen derartigen Versuche, angestellt mit einer viel größeren Glocke und bei größerer Entfernung der Schale mit Schnee vom Thermometer, waren die Anfangswerte:

$$t = 18.0, t' = 17.6, e = 14.8, f = 96\%_{\rho}$$

Nach 15 Minuten wurde beobachtet:

$$t = 14.9, t' = 9.3, e = 6.0, f = 48\%_{\rho}$$

Darauf wurde die Schale mit Schnee entfernt und während fortgesetzter Ventilation in 15 Minuten ein Ansteigen des trockenen Thermometers um  $0.9^{\circ}$  beobachtet.

Man kann also annehmen, daß der Wärmestrom aus der Umgebung während 15 Minuten ein Ansteigen um  $0.9^{\circ}$  bewirkt hätte, sodaß ohne diesen störenden Umstand die Angabe des trockenen Thermometers 14.0, bei einer Dampfspannung von  $6.0^{\text{mm}}$ , gewesen wäre. Das ergäbe eine relative Feuchtigkeit von  $51\%_{\rho}$ , also eine Korrektion von  $3\%$ , für den direkt beobachteten Wert.

Wendet man statt reinen Eises eine Mischung von Schnee und Salz an, sodaß die Temperatur dieser Mischung durch längere Zeit konstant  $= -21.2^{\circ}$  beträgt, so erhält man leicht eine Feuchtigkeit von  $<15\%_{\rho}$ .

Ich habe den Versuch auch in der Weise angestellt, daß ich in einen langen hohen Zylinder von oben her auf nahe  $0^{\circ}$  abgekühltes Wasser vermittelt einer feinen Brause einspritzte. Die anfangs hohe Feuchtigkeit sinkt gleich bei Beginn des Einspritzens um einige Prozente, um dann freilich bald wieder anzusteigen, da die dünne Wasserschicht, welche sofort Wände und Boden des Zylinders bedeckt, schnell auf die Temperatur der Umgebung erwärmt wird. Um diesen Versuch einwandfrei anzustellen, müßte man eben einen viel größeren Zylinder benutzen, als er mir zur Verfügung stand.

Die vorstehend beschriebenen Versuche wurden bei gewöhnlichem Atmosphärendruck angestellt. Bei niedrigerem Drucke liegen die Verhältnisse noch etwas günstiger. Der Ausgleich der Partialdrucke nach dem Daltonschen Gesetz erfolgt nämlich bei vermindertem Druck etwas rascher. Andererseits wird die äußere Wärmeleitfähigkeit zwischen der Oberfläche der Eis- oder Wasserteilchen und der umgebenden Luft, auf die es hier ankommt, bei sinkendem Luftdruck kleiner. Das geht aus der Theorie von Lorenz<sup>1)</sup> über die äußere Wärmeleitfähigkeit hervor. Danach ist nämlich die in der Zeiteinheit abgegebene Wärmemenge gleich

$$A \sqrt{\frac{c_p k^2 t_1^2}{\eta t_2}} \cdot \sqrt{\rho}$$

Hier bedeuten  $t_1$  und  $t_2$  die Temperaturen des Eises und der umgebenden Luft,  $c_p$  die Wärmekapazität der Luft bei konstantem Druck,  $k$  ist das Wärmeleitvermögen und  $\eta$  der Reibungskoeffizient der Luft.  $A$  ist eine Konstante, in welche unter anderem die Dimensionen des Eisstückes und die Beschleunigung der Schwere eingehen. Alle diese Größen sind vom Luftdruck unabhängig. Dagegen ist  $\rho$  die Dichte der Luft, und somit wird die ausgetauschte Wärmemenge bei abnehmender Luftdichte kleiner. Die Theorie von Lorenz ist dann später noch durch Versuche von Tereschin<sup>2)</sup> bestätigt worden.

Außer diesen Versuchen möchte ich noch einige Beobachtungen anführen, die ich im Sommer 1905 mit Hilfe von Drachen und einem Kusnetzowschen Meteorographen an der Südküste des Finnischen Meerbusens anstellen konnte. Am 1. August um  $10^{\text{h}}$ a. wurde in etwa

<sup>1)</sup> Annal. d. Physik. 13. 1881. pg. 586. Formel 8.

<sup>2)</sup> Journal d. russ. Phys. Chem. Gesellsch. 25. 1893. pg. 109—110.

1000 m Höhe wechselnde Bewölkung (5—7, Fr 5 und ScU) beobachtet bei einer mittleren Feuchtigkeit von etwa 70%. Mehrfach zogen Wolken am Meteorographen vorbei, wie von der Winde aus beobachtet werden konnte. Die Kurve des Hygrographen zeigte dabei charakteristische Zacken. Während des Vorüberganges einer Wolke stieg die Feuchtigkeit über 90%, vielleicht infolge von Wassertröpfchen, die auf dem Haar des Hygrographen abgelagert wurden. Dann fiel die Feuchtigkeit sofort wieder und zwar jedesmal um einige Prozent tiefer als sie vor Durchgang der Wolke gewesen war. Zu Beginn des Aufstieges lagerte in etwa 500 m Höhe eine Str-Decke, die sich bald auflöste und zum Schluß des Aufstieges ganz verschwunden war. Am Abend desselben Tages begann dann in 500 m Höhe eine gut ausgeprägte Trockenzone mit schwacher vertikaler Temperaturabnahme; erst am nächsten Tage zeigte sich eine Inversion. Diese Trockenzone hielt sich dann mit kleinen Änderungen, wie die Beobachtungen zeigten, einige Tage lang.

Gestützt auf die vorstehend angeführten Experimente und Beobachtungen stelle ich mir jetzt folgenden Vorgang bei der Entstehung einer Störungszone vor.

In einer hohen, kalten Luftschicht A schwebt eine Wolke, wozu ja eine, wenn auch kleine, vertikale Komponente der Luftbewegung erforderlich ist. Sobald diese Komponente infolge eines Witterungswechsels verschwindet, also z. B. nach dem Vorüberziehen einer Depression beim Übergang zur absteigenden Luftbewegung eines Hochdruckgebiets, beginnen die Wolkenteilchen zu fallen und zwar mit einer Geschwindigkeit von etwa 1 cm—1 m per Sekunde für Tröpfchendurchmesser von 0.01—0.1<sup>mm</sup>). Sie durchfallen also 1 km Höhe in einem Tage bis  $\frac{1}{2}$  Stunde. In der nächst niedriger gelegenen wärmeren Schicht B erniedrigen die Wolkenteilchen die Dampfspannung bis zur maximalen, ihrer Temperatur entsprechenden, ohne dabei die Temperatur der Luftschicht merklich zu verändern. In einer noch niedrigeren Schicht C werden die Wolkenteilchen dann infolge einer neu auftretenden Vertikalkomponente (z. B. durch Konvektionsströme) durch längere Zeit wieder schwebend erhalten, sodaß sie Zeit haben, wenn auch nur teilweise, zu verdampfen und dadurch die Temperatur zu erniedrigen und die Feuchtigkeit zu erhöhen.

In dem vorhin angeführten, von mir beobachteten Beispiel, entsprachen die gemessenen Temperaturen den angenommenen Vorgängen. Die in der Schicht C entstandene Wolke kann von ihrer oberen Begrenzung aus durch Reflexion der Sonnenstrahlung Anlaß zu stärkerer Erwärmung der Schicht B geben und so unter Umständen eine mehr oder weniger starke Inversion bewirken.

Man könnte gegen diese Erklärung einwenden, daß, wegen der großen Kondensationswärme des Wasserdampfes, die austrocknenden Massen von Eis und Wasser bedeutend größer sein müssen, als die fortzuschaffende Dampfmenge, und die Frage aufwerfen, ob diese Massenverhältnisse in der Natur realisiert sind. Eine leichte Rechnung zeigt, daß die mittleren in Betracht kommenden Verhältnisse der aufgestellten Bedingung entsprechen. Legen wir nämlich einen mittleren vertikalen Temperaturgradienten von  $-0.6^{\circ}$  per 100 m der Rechnung zugrunde und nehmen wir an, daß die Wolkenschicht A 5 gr Eis per 1 cbm enthalte<sup>1)</sup>. Die ursprüngliche Feuchtigkeit der Schicht B sei die mittlere,  $69\%$ , und der Einfachheit wegen mögen die 3 Schichten konstante Mitteltemperatur haben. Es ist dann

Schicht	Höhe	Temperatur	Rel. Feuchtigkeit	Dampfspannung
A	3—5 km	0°	100°	4.6 mm
B	2—3 "	9°	69°	5.9 "
C	0—2 "	18°	nicht zu klein.	

<sup>1)</sup> Lenard, Über Regen. Meteor. Zeitschr. 1904 Juni. Tab. II.

<sup>2)</sup> Conrad, Über den Wassergehalt der Wolken. Denkschr. Wien. Akad. Bd. 73.

Auf 1 qm Querschnitt sind dann in der Schicht A 10 kg Eis von 0° enthalten, welche zum Schmelzen 800 Ca verbrauchen. B enthält anfangs 6.1 gr Wasserdampf per 1 cbm. Um also die Dampfspannung auf 4.6 mm zu erniedrigen, müssen 1.33 kg Wasser aus der Luftsäule von 1 qm Querschnitt entfernt werden. Das ergibt eine Kondensationswärme von rund 800 Ca, also gerade soviel als die Wolke ohne Temperaturänderung verbrauchen kann. Die relative Feuchtigkeit würde in der Schicht B bei ungeänderter Temperatur auf 53% fallen. Bleibt also die Wolke in der Schicht C schweben und löst sich dort unter Steigerung der relativen Feuchtigkeit wenigstens teilweise auf, so ergibt sich in B eine „Störungszone“.

Die vorstehend geschilderten Verhältnisse und Vorgänge müssen als in der Natur häufig vorkommend angesehen werden und sind daher, wie ich glaube, wohl geeignet, das Auftreten der Trockenzenen zu erklären. Sie ergeben mit Notwendigkeit eine enge Beziehung zwischen Wolken und Niederschlägen einerseits und den „negativen Wolken“ andererseits. Die Temperaturinversion tritt erst als Folgerscheinung der zuerst gebildeten oberen Wolkenzone auf.

Vielleicht besteht auch ein ähnlicher Zusammenhang zwischen der von Teisserenc de Bort und Åbmann entdeckten hohen Inversionsschicht in 8–13 km Höhe einerseits und der Oberfläche der Ci-Wolken andererseits. Ob mit dieser Inversion auch ein rapider Feuchtigkeitsfall verbunden ist, bleibt freilich eine vorläufig noch offene Frage. Ich muß mich hier damit begnügen, die „negativen Wolken“ der unteren und mittleren Höhenstufe etwas näher untersucht zu haben.

Zum Schluß möchte ich noch eine Erscheinung besprechen, bei der Säring etwas länger verweilt. Es ist dies die nicht selten beobachtete Tatsache, daß die sich nachmittags bildenden Cu gerade bis in die schon etwa am Morgen vorhandene Trockenzone aufsteigen. Diese Erscheinung erklärt sich leicht aus der mit der Trockenzone verbundenen Inversion oder sehr verlangsamten Temperaturabnahme. Diese Erklärung ist kürzlich im russischen „Meteorologischen Boten“<sup>1)</sup> von Herrn Kassatkin ausgesprochen worden, und ich gebe sie hier wieder, weil sie mir das Interesse eines größeren Leserkreises zu verdienen scheint. Die Cu-Bildung geht nämlich folgendermaßen vor sich. Eine Luftmasse von endlicher, wenn auch geringer Ausdehnung, wird am Boden so stark erwärmt, daß sie endlich die Reibung der umgebenden Luftmassen und des Erdbodens mit den ihn bedeckenden Gegenständen überwindet und aufsteigt. Die Zustandskurve dieser Luftmasse während des Aufstieges ist die adiabatische, während die umgebende Atmosphäre eine davon etwas verschiedene Zustandskurve besitzt, meist mit geringerer vertikaler Temperaturabnahme. Der Punkt, in dem sich beide Kurven schneiden, bestimmt die Höhe, in der die aufsteigende Luftmasse ihre Gleichgewichtslage erreicht und welche sie infolge des vorhandenen Auftriebes nur wenig überschreiten wird. Die beiden erwähnten Zustandskurven werden im allgemeinen ziemlich parallel und nahe beieinander verlaufen und sich unter einem sehr spitzen Winkel schneiden. Es ist leicht einzusehen, daß in diesem Falle eine Inversion, ja auch nur eine merkliche Verminderung der vertikalen Temperaturabnahme sofort einen Schnittpunkt mit der adiabatischen Kurve herbeiführt. Somit wird es verständlich, daß die Cu-Köpfe gern in eine gerade vorhandene Trockenzone oder „negative Wolke“ hineinragen.

<sup>1)</sup> Meteorologičeskij Wjestnik. 1906 Nr. 7.

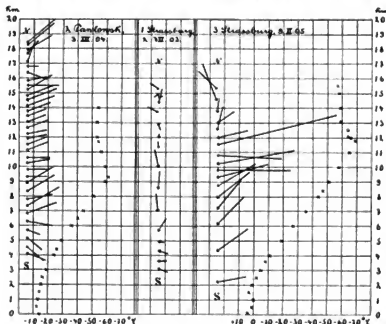
# Über die Windverhältnisse in der oberen Inversion.

Von

K. v. BASSUS.

Mit drei Abbildungen im Text.

Zu den mancherlei Rätseln, die uns die aerologische Forschung der letzten Jahre zu deuten gegeben hat, gehört die im Frühjahr 1902 von den Herren Teisserenc de Bort und Abmann festgestellte „obere Inversion“. Dieselbe ist nunmehr durch so zahlreiche Registrierballonaufstiege im großen und ganzen wie im einzelnen untersucht und ihre Realität so gründlich durch verschiedene instrumentelle und theoretische Erörterungen geprüft worden — man sehe z. B. die in Heft 12/1906 der Met. Zeitschr. erschienene Arbeit von Herrn de Quervain „Neue Beweise für die Realität der oberen Inversion“, — daß man mit ihr als einer typischen und feststehenden Erscheinung in unserer Atmosphäre rechnen muß, die bisher allerorts und jederzeit durch unsere Registrierballons, sofern diese hoch genug stiegen, erwiesen wurde, und deren Vorhandensein vorerst nur noch in äquatorialen Breiten in Frage steht, laut eines von den Herren Rotch und Teisserenc de Bort dem 5. aerologischen Kongreß Mailand 1906 erstatteten Berichts über ihre Schiffsexpedition in die Passatregionen.

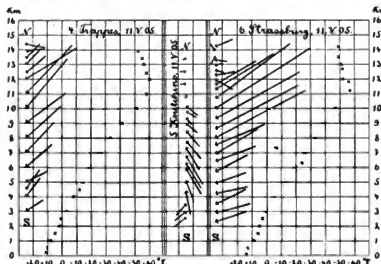


Und dennoch sind wir in der Deutung dieser Erscheinung heute nicht weiter voran als im Jahre 1902.

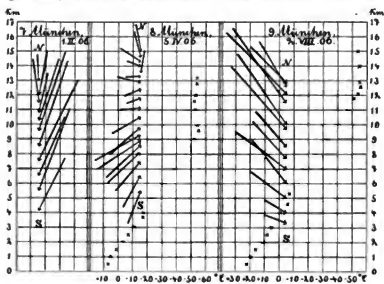
Um so begrüßenswerter ist es deshalb, daß wir seit einigen Jahren durch die Bemühungen von Herrn de Quervain in die Lage gesetzt worden sind, an wolkenlosen und sichtigen Tagen unsere Registrierballons bequem bis in die größten Höhen anzuvisieren und so ein neues Element der oberen Inversion zu untersuchen, nämlich ihre Windverhältnisse.

Zu diesem Gegenstand enthalten die „Veröffentlichungen der internationalen Kommission für wissenschaftliche

Luftschiffahrt" (bis Juli 1905) sechs anvisierte Registrierballonaufstiege, nämlich die Aufstiege Straßburg 2. Juli 1903, Pawlowsk 3. März 1904, Straßburg 9. Februar 1905, Trappes, Koutchino, Straßburg 11. Mai 1905 (die Aufstiege des 2. Juli 1903 und 9. Februar 1905 sind ausführlich in



dieser Zeitschrift behandelt worden), ferner stehen mir zum gleichen Gegenstand zur Verfügung zwei eigene Registrierballonaufstiege vom 1. Februar und 5. April 1906 sowie ein von mir anvisierter Aufstieg der Münchener meteorologischen Zentralstation vom 2. August 1906, für dessen Überlassung ich Herrn Dr. Schmauß bestens danke. Die Ergebnisse dieser 9 Aufstiege sind nebenstehend graphisch dargestellt; die Temperaturen sind als Funktion der Höhe, die Winde als mit ihnen fliegende Pfeile



gezeichnet, deren Längen proportional den Windstärken sind und deren Spitzen auf den zugehörigen Höhen stehen; bei den Aufstiegen 1, 5 und 7 wurden die Temperaturangaben weggelassen, da sich dieselben nicht in einwandfreier Weise bis in den Bereich der oberen Inversion erstrecken; jedoch ergeben andere Aufstiege der gleichen Tage als untere Grenze der oberen Inversion mit großer Wahrscheinlichkeit, wie leicht nachgeprüft werden kann, für den Aufstieg Nr. 1 12 km, den Aufstieg Nr. 5 11 km und den Aufstieg Nr. 7 (laut gütiger Mitteilung des Straßburger meteorologischen Landesdienstes) 12 km. —

Im folgenden soll nun untersucht werden, ob und welche gesetzmäßige Eigenschaften sich aus diesen 9 Aufstiegen für die Windverhältnisse im Bereich der oberen

Inversion ableiten lassen. Aus den graphischen Darstellungen fällt vor allem und in ganz unzweideutiger Weise bei allen 9 Aufstiegen ein starkes Abflauen des Windes im Bereich der oberen Inversion auf. Die Beträge des Abflauens zeigt die folgende Tabelle; der größte ist 80, der kleinste 24%. Das Abflauen beginnt, teils plötzlich, teils allmählich einsetzend, ziemlich genau an der unteren Grenze der oberen Inversion, die Windgeschwindigkeiten erreichen im Bereich derselben nie wieder (mit Ausnahme von Nr. 2 in sehr großer Höhe) die ursprünglichen Beträge.

Aufstieg	Untere Grenze der oberen Inversion	Beginn der Windabflauung	Betrag der Windabflauung	Beginn der Winddrehung	Betrag der Winddrehung	Drehung nach	Windrichtung nach erfolgter Drehung
Nr.	km	km	°/10	km	°		
1	12,7	10,7	59	12,2	150	rechts	Durchläuft bis 15 km zweimal die ganze Windrose nach rechts
2	9,3	9,1	30	9,1	30	rechts	E — ENE
3	11,8	11,8	73	12,2	63	links	NNE — NW
4	12,0	12,0	55	13,4	27	rechts	E — ESE
5	11,7	10,4	80	10,4	60	rechts	WSW
6	11,2	{ 11,1 11,8	{ 20 64	11,8	60	rechts	Durchläuft bis 14 km zweimal die ganze Windrose nach rechts
7	12,7	10,0	24	Keine ausgesprochene Drehung			NNE — NNW
8	9,6	9,6	37	10,9	25	rechts	W — NNW
9	12,6	12,1	38	Keine ausgesprochene Drehung			NW

Bei 7 Aufstiegen ist ferner eine deutliche Winddrehung beim Beginn der oberen Inversion zu erkennen; nur bei den Aufstiegen 7 und 9 fehlt eine solche, im übrigen ist sie sehr ausgesprochen und beträgt zum mindesten (Aufstieg Nr. 8) 25°. Die Winddrehung setzt, wie aus den graphischen Darstellungen ersichtlich ist, bei den Aufstiegen 1, 3, 4, 5 und 6 plötzlich, bei den Aufstiegen 2 und 8 allmählich ein und erstreckt sich bei den Aufstiegen 1, 3, 4, 6 und 8 bis zu der von den Ballons jeweils erreichten Maximalhöhe; ihr Beginn liegt im allgemeinen etwas höher als der Beginn der Windabflauung; ihr Drehungssinn ist sechsmal nach rechts, einmal nach links gerichtet.

Vollständig regellos sind dagegen die Windrichtungen im Bereich der oberen Inversion; die letzte Kolonne der obigen Tabelle gibt hierüber Aufschluß. Es kommen hier alle Richtungen der Windrose vor, bei den Aufstiegen 1 und 6 sogar innerhalb ein und desselben Aufstiegs. Nur scheint es — und das ist wohl das merkwürdigste, — daß Winde mit nördlicher Komponente häufiger vorkommen als andere.

Nicht minder förderlich als die Kenntnis der Luftbewegung würde zur weiteren Erforschung der oberen Inversion die Kenntnis der Feuchtigkeitsänderungen in diesen Höhen sein. Herr Hergesell bespricht in Band I Heft 3 dieser Zeitschrift einen Registrierballonaufstieg, bei dem das Hygrogramm beim Eintritt in die obere Inversion einen deutlichen Knick nach unten, beim Austritt aus derselben einen solchen nach oben zeigt, also eine Feuchtigkeitszunahme innerhalb der oberen Inversion registriert. Leider ist jedoch ein derartiges Funktionieren des Hygrometers bei Temperaturen um  $-50^{\circ}$  eine Ausnahme und ergeben weder die bisherigen „Veröffentlichungen der internationalen Kommission für wissenschaftliche Luftschifffahrt“ noch die Hygrogramme meiner eigenen Aufstiege ein zweites Mal eine derartige eindeutige sprunghafte Änderung der relativen Feuchtigkeit; im Gegenteil steigen bei 9 von 11 meiner Aufstiegen, die einwandfreie Registrierungen aus dem Bereich der oberen Inversion gebracht haben, die Hygrogramme nach erfolgtem Platzen des Ballons durch mehrere tausend Meter des Abstiegs stetig weiter an und stellen sich erst dann, teils plötzlich, teils allmählich, auf die Werte des Aufstiegs wieder ungefähr ein. Solange wir also kein anderes registrierendes Hygrometer als das gegenwärtige besitzen, werden wir in der Kenntnis der Feuchtigkeitsverhältnisse der oberen Inversion nicht viel Fortschritte machen können. —

Doch wieder zurück zu den Windverhältnissen. Das obige Beobachtungsmaterial ergibt, wie wir gesehen haben, zu diesem Gegenstand in erster Linie und einwandfrei die Tatsache einer ausgesprochenen Windabflauung im Bereich dieser eigenartigen Luftschicht, in zweiter Linie und ebenso einwandfrei eine vollständige Regellosigkeit der Windrichtungen in diesen Höhen, drittens als wahrscheinlich eine mehr oder minder unvermittelt einsetzende Winddrehung. In bezug auf die Deutung der oberen Inversion aber bietet dieses Beobachtungsmaterial meines Erachtens nur ein neues zu lösendes Rätsel; denn nicht einmal die Meinung, daß mit dieser Schicht ein Bestandteil oder eine Region des sogenannten allgemeinen Windsystems der Erde festgestellt worden sei, wird wohl noch länger aufrecht erhalten werden können.

Es muß gewiß ausdrücklich betont werden, daß das vorliegende Beobachtungsmaterial ein noch recht geringes ist; aber die aus demselben ermittelten Erscheinungen sind so ausgeprägt und unzweideutig, daß sie die Grundlagen zu einer Aufstellung vorläufiger Ergebnisse recht wohl bilden können; mehr als einen Bericht vorläufiger Ergebnisse sollen aber diese Ausführungen auch nicht bedeuten.

Vielleicht aber gestatten die bisherigen Beobachtungen doch noch eine weitere Schlußfolgerung, nämlich die Erkenntnis, daß es im höchsten Grade wünschenswert erscheinen muß, mit allen Mitteln darnach zu trachten, unsere Aufstiege und unsere Visierungen zu noch größeren Höhen emporzutreiben, zu Höhen, in denen doch vielleicht die Erscheinungen, die wir heute als Störungen bezeichnen, wieder anderen Erscheinungen weichen, in denen eine Gesetzmäßigkeit zu erkennen ist; ich verweise hierzu auf den Aufstieg Nr. 2, der zwischen 17 und 19 km Höhe, also 8 km über der unteren Grenze der oberen Inversion, eine neuerliche, unvermittelte Windzunahme und Winddrehung feststellt. Nicht minder erstrebenswert erscheint es auch, die vielleicht gerade in den Höhen der oberen Inversion in ausgedehnterem Maß vorhandenen Vertikalbewegungen der Atmosphäre zu studieren, zu welchen Untersuchungen uns Herr Hergesell hoffentlich bald ein geeignetes Instrument zugänglich machen wird.

München, Februar 1907.



# Die Erforschung der freien Atmosphäre über dem Polarmeer.

Von

H. HERGESELL.

Im Jahre 1906 setzte Seine Hoheit der Fürst von Monaco die seit drei Jahren mit so großem Erfolge begonnene Erforschung der Atmosphäre über dem Ozean durch Ballon- und Drachenaufstiege über dem Polarmeere fort. Die Jacht Princesse Alice befand sich vom Juli bis September in den Fluten des Arktischen Ozeans. Neben der ozeanographischen Forschung wurden an geeigneten Tagen unter meiner Leitung Registrierballon-, Fesselballon- und Drachenaufstiege vollführt. Ferner wurde zur Bestimmung der Luftströmung eine Reihe von Pilotballons mit einem besonders zu diesem Zwecke konstruierten Theodoliten visiert.

## 1. Die Resultate der Ballonaufstiege.

Meine auf dem Atlantischen Ozean mit großem Erfolge angewandte Methode des Doppelballons kam auch über dem Polarmeere zur Verwendung. Jedoch erwies es sich als notwendig, das Fallen des aufgesandten Systems nicht von dem Platzen eines Ballons abhängig zu machen, das mehr oder weniger dem Zufall unterworfen ist, sondern durch ein genaueres Verfahren zu erzielen. Mit dem Registrierinstrument wurde eine kleine Trockenbatterie emporgesandt, deren Strom durch die Uhr nach einer je nach der zu erreichenden Höhe eingestellten Zeit geschlossen wurde und welcher dann durch einen kleinen Elektromagneten ein Abwurfhaken öffnete; dieser Abwurfhaken gab einem der emporgesandten Ballons die Freiheit, der zurückgebliebene Ballon begann zu fallen und erreichte mit seinem Schwimmer nach vorher bestimmter Zeit die Meeresfläche.

Die Aufstiegszeit und damit die zu erreichende Höhe richtete sich in jedem Falle nach der vorhandenen Wetterlage. Bei klarem Wetter wurde der Zeitkontakt auf 40 bis 50 Minuten, bei bedecktem Himmel auf nur etwa 15 Minuten eingestellt. Wiewohl in letzterem Falle die Ballons nach wenigen Minuten in den niedrig lagernden Wolken entschwandten, fielen sie doch nach so kurzer Zeit herunter, daß sie noch innerhalb des Horizonts des Schiffes blieben und bald eingeholt werden konnten. Die unter so ungünstigen Umständen erreichte Höhe betrug immerhin noch mehr als 4000 m.

Sowohl in den Buchten von Spitzbergen bei verankertem Schiff als in den Fjords der norwegischen Küste, wo eine Verfolgung der freien Ballons unstatthaft war, wurden mit Erfolg Fesselballons an der Dracheneile emporgesandt.

Wir konnten mit dieser Methode die atmosphärischen Verhältnisse bis über 3000 m erforschen. Die Temperatur und Feuchtigkeitsverteilung über dem Polarmeere zeigt von etwa 70 bis 80° nördlicher Breite während des Polarsommers eine Reihe charakteristischer Züge, die im folgenden geschildert werden sollen.

Die Abnahme der Temperatur ist bis zu den größten erreichten Höhen (7830 Meter) sehr langsam: mittlerer Gradient 0,48° für 100 m. Diese Erscheinung wird dadurch hervorgerufen, daß zwischen Luftpakete verschiedener Dicke, in welchen eine gleichmäßige Abnahme der Temperatur bis zu 1° für 100 m herrscht, eine Reihe von Inversions- beziehungsweise isothermen Schichten eingeschaltet ist. Die Kurve des Temperaturabfalls erhält auf diese Weise einen ganz anderen Charakter wie auf dem Atlantischen Ozean. Sie macht einen

gezackten blättrigen Eindruck und nähert sich in ihrem Aussehen der Kurve der hohen Temperaturinversion, welche zuerst von den Herren Teisserenc de Bort und Abmann über dem europäischen Kontinent entdeckt und die wir dann auch über dem Atlantischen Ozean in einer Höhe von 11 km auffanden. Oft, aber nicht immer, findet sich über dem Meere eine Schicht von schneller, nahezu adiabatischer Temperaturabnahme, in welcher die Feuchtigkeit von unten nach oben zunimmt, und die mitunter in ihrem oberen Teile eine Wolkendecke trägt.

Die folgende Tabelle enthält die charakteristischen Zahlen zweier Aufstiege:

16. Juli 1906. L. N. 79° L. E. 8° Mittel:						
Höhe m	0	250	1200	1500	2300	2560
Temperatur 7,2		7,9	2,1	4,0	0,3	0,6
Gradient:	Isothermic	—0.62	Inversion	—0.54	Inversion	
		3600	3840	4200	7050	7600
		—5,6	—6,3	—8,5	—28,8	—30,6
		—0.59	—0.29	—0.43	—0.71	—0.33
		Mittlerer Gradient: —0.49				

4. September 1906. L. N. 70°45 L. E. 20°11						
		Gradient			Gradient	
0	5,7			3340	—9,0	} —0.9 } Isothermic
		—0.90		3440	—9,0	
840	—1.8	} Inversion		4330	—12,0	} —0.55
1020	+1.0			4720	—16,6	
1500	+1.2					
1770	+0.2					
				Mittlerer Gradient —0.47		

Der Verlauf der Feuchtigkeit entspricht durchaus der Temperaturschichtung.

In der untersten Schicht mit gleichmäßiger Temperaturabnahme nimmt die Feuchtigkeit gewöhnlich zu, wobei es häufig zur Wolkenbildung kommt, darüber springt sie plötzlich auf 40% bis zu 60%, und beharrt mit leichten Schwankungen, die dem einzelnen Temperaturkörper entsprechen, auf diesem geringen Werte.

Ob die am 16. Juli 1906 über 7000 m Höhe gefundene Störungsschicht der oberen in südlicher Breite etwa 11 km hohen relativ warmen Schicht entspricht, lasse ich dahingestellt, halte es jedoch für wahrscheinlich.

Die soeben geschilderte Temperaturverteilung hat zur Folge, daß die Mitteltemperaturen der über dem Polarmeer lagernden Luftmassen verhältnismäßig hoch sind.

So betrug am 16. Juli die Mitteltemperatur für 7600 m — 7,2°, während über Europa eine Luftsäule von derselben Höhe eine mittlere Temperatur von — 5,4° hatte.

Man sieht aus dieser Zusammenstellung, wie mächtig die ununterbrochen scheinende Polarsonne auf die Temperatur der durchstrahlten Atmosphäre wirkt.

## 2. Drachenaufstiege zur Beobachtung der lokalen Winde.

Fast stets fanden wir an den Küsten Spitzbergens, beziehungsweise in dessen tief das Innere eindringenden Buchten heftige Winde, welche anscheinend nur lokal wehten, da sie auf dem freien Meere sofort verschwanden und sogleich wiedergefunden wurden, sobald das Schiff die betreffende Bucht wieder betrat.

Ich veranstaltete mehrere Drachenaufstiege in diesen lebhaften Winden, welche alle zu demselben Resultat führten, daß die Luftströmungen kaum einige hundert Meter weit in

die Höhe reichten, sodaß die Drachen nicht weiter zum Steigen gebracht werden konnten. In der Kingsbay, Crossbay, dem Danesgat, dem Southgat, der Smeerenburgbay und ganz besonders in der Wjidebay, jenem großen Fjord, der die Westinsel fast zur Hälfte von N nach S durchsetzt, wehten diese Winde mit großer Regelmäßigkeit.

Die Temperaturabnahme war in der Windschicht schnell, nahezu adiabatisch, die Feuchtigkeit stieg vielfach bis zu 100 %. Darüber wurde entweder ein kleiner Temperaturgradient oder eine Inversion, beziehungsweise Isothermie konstatiert, während die Feuchtigkeit plötzlich auf geringere Werte fiel. Diese Lokalwinde konnten auch durch die zahlreichen Pilotballons konstatiert werden, welche von vielen Küstenpunkten aus, so oft die Witterung es zuließ, aufgelassen und visiert wurden. Es liegen Beobachtungen aus dem Icefjord, der Kingsbay, Crossbay, Danesgat, Southgat, Smeerenbergbay, Wjidebay vor, welche ausnahmslos ein Wehen der untern Luftströmung vom Lande her konstatierten.

Diese Landwinde traten am kräftigsten auf, wenn heiteres Wetter über dem Meere lag, und setzten an nebligen Tagen mitunter völlig aus. Am charakteristischsten waren die Landwinde in der Wjidebay, jenem großen breiten Fjord, der sich von der Nordküste Spitzbergens weit in das Innere erstreckt. Mit großer Kraft wehte hier der Landwind von Süden her, der Bay entlang, mit Stärken die 7 m.p.s. erreichten, er war wie an den andern Buchten der Westküste an keine Tages- und Nachtzeit gebunden. Wenn die Lokalwinde auftraten, wehten sie auch nachts stets vom Lande her. Das Auftreten dieser Lokalwinde rührt, wie an anderen Stellen, auch hier von dem Gegensatz der Temperierung zwischen Land und See her. Ihr ständiges Auftreten als Landwinde weist darauf hin, daß im Polarmeer das gletscherbedeckte Innenland von Spitzbergen beständig kälter als die warmen Fluten des Golfstromes und die darüber lagernde Luftschicht ist, was übrigens die Temperaturbeobachtungen auf dem Schiff und die der ausgesandten Landexpeditionen direkt bestätigten. Auch andere Beobachtungen wiesen auf diesen Gegensatz der Temperaturverteilung hin. Die Landwinde wehten an den Küsten und Fjorden am kräftigsten, wenn wir beim Heranfahen die so häufig vorkommenden Spiegelungen über der Wasseroberfläche (Mirage) am deutlichsten wahrnehmen konnten.

### 3. Die Luftströmungen in der freien Atmosphäre.

Durch die Visierung kleiner geschlossener Gummiballons mit einem geeigneten Theodoliten konnten wir die Luftströmungen über dem Polarmeere ihrer Richtung und Geschwindigkeit nach bis zu großen Höhen studieren.

Als allgemeines Resultat ergab sich zunächst, daß die Geschwindigkeit mit der Höhe schnell zunahm. Auf den vorhin geschilderten Lokalwind folgte gewöhnlich eine bewegungs-schwache Schicht, aus welcher der Wind in die allgemeine Strömung überging. In Höhen von 10 km wurden fast regelmäßig Windstärken von 15–20 m/sec. konstatiert, an einzelnen Tagen wurden in derselben Höhe 30 m gemessen. Die stärksten Geschwindigkeiten ergaben sich stets bei einer Westkomponente, während bei östlichen Richtungen in der größten Höhe die kleinsten Geschwindigkeiten gefunden wurden. Die Windrichtung war an den Beobachtungstagen (vom 13 Juli bis 8. September) wechselnd, derart, daß das Vorhandensein einer vorherrschenden Richtung nicht konstatiert werden konnte. Die Luft strömte ebenso oft vom Pol weg, wie zum Pol hin. Da die beobachteten intensiven Strömungen ohne Zweifel mit dem großen Polwirbel zusammenhängen, ist eine häufige Verlagerung des letzteren an verschiedenen Stellen des Polarbassins durch unsere Beobachtungen wohl erwiesen.

# Die Feuchtigkeitsmessung bei Registrierballonaufstiegen.

Von

E. KLEINSCHMIDT.

Mit einer Abbildung und zwei Kurvenzeichnungen im Text.

Die nachstehenden Untersuchungen sind im meteorologischen Institut zu Straßburg i. E. ausgeführt, dessen Mittel der Direktor, Prof. Dr. Hergesell, mir bereitwilligst zur Verfügung gestellt hat. Die Arbeit ist als Weiterführung einiger anderer Veröffentlichungen<sup>1)</sup> dieses Instituts anzusehen.

## Einleitung.

Für die Feuchtigkeitsmessung bei Aufstiegen unbemannter Ballons kommt unter allen bis heute bekannten hygrometrischen Methoden praktisch nur die Absorptionsmethode in Betracht, d. h. diejenige, welche die Formänderung hygroskopischer Körper bei (von der relativen Feuchtigkeit der Umgebung abhängiger) Absorption und Abgabe von Wasserdampf mißt. Als beste hygrometrische Substanz gilt schon seit Saussure das entfettete, blonde Frauenhaar, und dieses wird wohl auch fast ausnahmslos bei den genannten Aufstiegen verwandt. Aber man begegnet seinen Angaben mit großem Mißtrauen, sodaß in vielen Fällen bei solchen Aufstiegen auf die Registrierung der Feuchtigkeit von vornherein Verzicht geleistet wurde oder wird. Einzelne Meteorologen dagegen, z. B. A. de Quervain,<sup>2)</sup> haben sich stets für die Beibehaltung des Hygrometers ausgesprochen, ohne seinen Aufzeichnungen eine mehr als qualitative Bedeutung zuzusprechen. Ich habe mir die Aufgabe gestellt, zu untersuchen, ob und innerhalb welcher Grenzen das Haarhygrometer als quantitatives Meßinstrument gelten kann, und außerdem, unter welchen Bedingungen seine Angaben auch nicht mehr als qualitativ richtig anzusehen sind.

Die Länge eines Haares, durch die bekanntlich<sup>3)</sup> die rel. Feuchtigkeit der Luft gemessen wird, ist abhängig von seiner Temperatur  $T$  — und diese wird, den Fall direkter Bestrahlung vielleicht ausgenommen, gleich der Lufttemperatur sein —, der relativen Feuchtigkeit  $R$  der umgebenden Luft und von deren zeitlicher Änderung  $\frac{dR}{dz}$ , d. h. das Haar zeigt eine gewisse Trägheit. Diese 3 Größen können sich gegenseitig beeinflussen; z. B. kann die

<sup>1)</sup> H. Hergesell, Met. Z. 1897, p. 121, 433 u. 1900, p. 1; ferner Protokoll der I. und III. Konf. d. Int. Komm. f. w. Luftschiffahrt, 1898 p. 93 bezw. 1902 p. 83, H. Hergesell und E. Kleinschmidt, diese Zeitschrift B I, 1904/05, p. 108 u. 208. A. de Quervain, ebd. p. 163.

<sup>2)</sup> Rapport sur les lancers de Ballons-sondes faits en Russie, p. 27.

<sup>3)</sup> Schon Saussure war dies bekannt.

Trägheit mit der Temperatur oder mit der Feuchtigkeit oder mit beiden gleichzeitig sich ändern, der Temperatureinfluß kann bei verschiedenen Feuchtigkeitsgraden ein verschiedener sein, und anderes mehr. Mit allen derartigen Kombinationen werden wir uns im folgenden zu beschäftigen haben, soweit sie für Registrierballons in Betracht kommen.

Nicht abhängig ist die Haarlänge, was bereits Saussure gefunden hatte, von andern, in der Luft vorkommenden Gasen und vom Luftdruck. Obwohl der letztgenannte Punkt von jenem Forscher ausführlich untersucht wird<sup>1)</sup>, hielt ich dennoch eine Nachprüfung für wünschenswert, einmal, weil bei Ballonaufstiegen große Druckunterschiede vorkommen, zum andern, weil es bei den später zu beschreibenden Experimenten häufig höchst nützlich war, im luftverdünnten Raum zu arbeiten.

Die Nachprüfung bestand in folgendem Verfahren. Da nach Shaw<sup>2)</sup> in einem Raume mit normalem Luftdruck unter gewöhnlichen Verhältnissen bei Anwesenheit von flüssigem Wasser vollständige Sättigung nicht eintritt, wurde künstlich in einer abgeschlossenen Glasglocke durch einige, aufeinander folgende plötzliche Verdünnungen für etwa 2 min Nebel erzeugt, wobei allerdings der Luftdruck in der Glocke auf etwa 650 mm sank. Zwischen 400 und 300 mm Innendruck wurde dasselbe Verfahren angewandt, während es schließlich bei etwa 30 mm nicht mehr nötig war, weil dann der Raum sich freiwillig mit Wasserdampf sättigt. Die Prüfung bei völliger Trockenheit wurde in der Weise bewerkstelligt, daß das Instrument unter derselben Glocke zusammen mit einer Schale voll Phosphorpentoxyd 24 Stunden stehen gelassen wurde; hierauf wurde evakuiert. Das Verhalten bei einer mittleren Feuchtigkeit wurde so festgestellt, daß die Glocke bis auf etwa 100 mm evakuiert wurde; dabei sank die rel. Feuchtigkeit in einem Falle z. B. auf ca. 30%. Nach 24stündigem Stehenlassen wurde Luft, die durch 5 Waschflaschen mit konz. Schwefelsäure, durch zwei Chlorkalciumpipetten und ein Rohr mit Phosphorpentoxyd völlig getrocknet war, eingelassen, wobei sich die rel. Feuchtigkeit in der Glocke nach stattgehabtem Temperaturengleich nur entsprechend einer inzwischen erst eingetretenen Temperaturänderung vermindert oder vermehrt haben konnte. Alle drei Versuche bestätigten in völlig übereinstimmender Weise das Resultat, daß die Angaben des Haarhygrometers vom Luftdruck soweit unabhängig sind, daß ein etwa vorhandener Einfluß nicht meßbar ist. Nach dieser Feststellung wenden wir uns der eigentlichen Aufgabe zu.

Über den ersten Punkt unseres Programms, über die Abhängigkeit der Haarlänge von der rel. Feuchtigkeit bei konstanter Temperatur und stationärem Feuchtigkeitszustand liegen eine Reihe von theoretischen und experimentellen Untersuchungen<sup>3)</sup> vor, sodaß neue Resultate nicht zu erwarten sind. Nur auf die experimentelle Untersuchung dieser Abhängigkeit in jedem einzelnen Fall, auf die Eichung der Hygrometer, werden wir in einem Anhang etwas näher eingehen. Wir gehen daher sofort zu der Bestimmung der thermischen Einflüsse über.

### Der thermische Ausdehnungskoeffizient des Haares.

Die im folgenden zu behandelnde Frage ist schon sehr frühe, wenigstens für gewisse Fälle und kleinere Temperaturintervalle untersucht worden. So hat bereits Saussure<sup>4)</sup> den

<sup>1)</sup> Saussure, Versuch über d. Hygrometrie, Ostwalds Klassiker, Nr. 115, p. 118 ff.

<sup>2)</sup> Philosophical Mag. Vol. 179 A, 1888, p. 73.

<sup>3)</sup> Eine Zusammenstellung der Literatur siehe z. B. bei Pircher, Denkschriften d. Kais. Akad. d. Wissenschaften, Wien, B. 73, 1901, p. 267 ff.

<sup>4)</sup> Saussure, Ostwalds Klassiker Nr. 115, p. 32 ff.

scheinbaren Ausdehnungskoeffizienten des Haars (auf einem Gestell aus Messing) für Temperaturen zwischen  $+12,5$  und  $-15$  Zentigraden im Zustand völliger Trockenheit zu  $15 \cdot 10^{-6}$  bestimmt. Der wahre Wert ist demnach, da Messing sich um  $19 \cdot 10^{-6}$  pro Grad ausdehnt, nach ihm gleich  $34 \cdot 10^{-6}$ . In gesättigter feuchter Luft gelang ihm die Messung nicht. Es schien mir der Mühe wert, die Messung zu wiederholen, da von verschiedenen neueren Autoren (siehe unten Fußnote) andere Zahlen angegeben werden, und dabei die Temperaturgrenze möglichst weit nach unten zu verschieben.

Das zu den genannten und anderen, noch zu besprechenden Messungen benutzte Hygrometer bestand aus einem Balken aus so dünnem Messingblech, daß seine Stabilität noch sicher gestellt war; an seinem einen Ende war er zweimal rechtwinklig umgebogen, sodaß eine kurze Achse eingesetzt werden konnte, die einen Zeiger (150 mm lang) und einen kurzen Hebel (meist 7 mm lang) trug. Auf dem Balken ließ sich an beliebiger Stelle eine Klemme festschrauben, in der die beiden Enden eines Haars, das durch ein Loch am freien Ende des kurzen Hebels gezogen wurde, befestigt werden konnten. Das Haar war durch eine Spiralfeder möglichst schwach gespannt. Der Zeiger spielte über einer Millimeter-Skala. Parallel dem Balken wurde ein kleines Quecksilberthermometer angebracht. Der ganze Apparat ließ sich bequem in einer Glasröhre von 3 cm Durchmesser und 25 cm Länge unterbringen.

Sehr einfach gestaltet sich die Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten in völlig trockener Luft. Zu diesem Zweck wurde ein einseitig zugeschmolzenes Gasrohr mit dem beschriebenen Apparat und einigen Gramm Phosphorperoxyd beschriftet, dann am andern Ende ausgezogen, evakuiert (mit der Wasserstrahlpumpe auf ca. 20 mm) und abgeschmolzen. Obwohl die Einstellung des Zeigers in einigen Minuten erfolgte, wurde mindestens 24 Stunden gewartet, bis die Röhre in verschiedenen temperierte Bäder gebracht wurde. In jedem Bad blieb sie wenigstens eine halbe Stunde, während welcher Zeit man die Temperatur mit Schwankungen von höchstens  $0,5^\circ$  konstant erhielt. Mehrere Versuchsreihen lieferten fast genau identische Resultate; in nachstehender Tabelle ist eine von ihnen wiedergegeben.

Tabelle 1.

Temp.	Ausschlag in Skalen-Teilen	$\beta \cdot 10^{-6}$	Prozent pro Grad	b
$+50$	0 mm	1,5	0,06	17
$+15$	1,2 mm	1,3	0,06	16
$-80$	4,1 mm			

$\beta$  ist der Ausdehnungskoeffizient pro Grad gegen Messing; unter „Prozent pro Grad“ ist der durch 1 Grad Temperaturänderung hervorgerufene Ausschlag in Prozenten relativer Feuchtigkeit (nach dem Skalenwert für sehr große Trockenheit) eingetragen, und b gibt die Zahl der Grade, die einen Ausschlag von 1% veranlassen würde. Temperatursteigerung bewirkt (ebenso wie zunehmender Wasserdampfgehalt) Verlängerung des Haars oder mit andern Worten: der scheinbare Ausdehnungskoeffizient gegen Messing ( $\beta$ ) ist positiv, der wahre ( $\beta_0$ ) also größer als bei diesem Metall, und zwar beträgt er nahe das Doppelte<sup>1)</sup>, nämlich bei Zimmertemperatur  $(19+15=34) \cdot 10^{-6}$ .

<sup>1)</sup> Pircher (l. c.) setzt den Ausdehnungskoeffizienten des Haars gleich dem des Messings (ohne Angabe einer Quelle). Koppe (Die Messung des Feuchtigkeitsgehalts der Luft, Zürich 1878 p. 31) gibt den Ausdehnungskoeffizienten unter Berufung auf Saussure zu  $19 \cdot 10^{-6}$  pro  $^\circ R$  (gleich  $15 \cdot 10^{-6}$  pro  $^\circ C$ ); dieser Wert ist aber nur gültig, wenn das Haar auf ein Messinggestell gespannt ist.

Die Zahlen der Tabellen zeigen, daß ein trockenes Haar seine Länge stetig mit der Temperatur ändert, sich also wie ein beliebiger fester Körper verhält, und daß auch bei sehr starker Abkühlung, z. B. bis auf  $-80^\circ$ , sich der Wert von  $\beta_0$  nur wenig ändert.

Weit schwieriger ist die Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten für feuchte Haare und zwar aus folgendem Grunde: Da die Untersuchung stets in einem geschlossenen Gefäß erfolgen muß, weil so tiefe Temperaturen in der Natur an zugänglichen Stellen nicht zur Verfügung stehen, werden immer gewisse Teile des Gefäßes und seines Inhalts, z. B. die Wandungen, während der erforderlichen Abkühlung kälter sein als die eingeschlossene Luft in der nächsten Umgebung des Haares; es wird daher nie der Zustand der Sättigung, der anfangs geherrscht hat, dauernd fortbestehen, sondern es werden zeitweilig geringere Feuchtigkeitsgrade vorhanden sein. Falls nun das Haar bei tiefer Temperatur die Fähigkeit, Wasser zu absorbieren, oder überhaupt auf Änderungen der rel. Feuchtigkeit zu reagieren, verliert, so wird der Zeiger stehen bleiben etwa an einer Stelle, die der rel. Feuchtigkeit des Momentes, in dem es sein Reaktionsvermögen verlor, entspricht. Von diesem Augenblick an kann man aber nicht mehr erkennen, ob das Haar den Maximalgehalt von Wasserdampf aufgenommen hat, und demnach ist auch die Bestimmung von  $\beta$  dann für völlig feuchte Haare unmöglich.

In der Tat tritt eine solche Störung ein, auf die wir später zurückkommen werden. Hier begnügen wir uns mit der Angabe, daß die Messung der Ausdehnungskoeffizienten bei einer rel. Feuchtigkeit von 100%, nur bis zu  $-20^\circ$  herab gelang, und zwar wurde gefunden

$$\begin{array}{l} \text{zwischen } +16^\circ \text{ und } -20^\circ \dots\dots\dots \beta = 15 \cdot 10^{-6} \\ \text{„ } +16^\circ \text{ „ } +50^\circ \dots\dots\dots \beta = 0 \end{array}$$

Demnach wäre der wahre Ausdehnungskoeffizient  $\beta_0$  im erstern Fall genau wie bei völliger Trockenheit gleich  $34 \cdot 10^{-6}$ , im zweiten Fall dagegen gleich  $19 \cdot 10^{-6}$ . Zwar machen aus den früher angegebenen Gründen (die möglicherweise vorhandenen Temperaturunterschiede in einzelnen Apparateilen) diese Zahlen keinen Anspruch auf große Genauigkeit, doch zeigen sie, daß  $\beta_0$  bei 100% von etwa derselben Größe ist wie bei 0%, wenigstens bis  $-20^\circ$ . Es liegt nun kein Grund vor zu der Annahme, daß sich  $\beta_0$  unterhalb  $-20^\circ$  sehr stark ändern werde. Ebenso ist es wohl ausgeschlossen, daß  $\beta_0$  bei rel. Feuchtigkeiten zwischen 0 und 100%, wesentlich andere Werte annimmt als an den Grenzen dieses Intervalls. Man wird daher nichts einwenden können, wenn wir für Temperaturen zwischen  $+20^\circ$  und  $-60^\circ$

$$\beta_0 = 34 \cdot 10^{-6}$$

setzen, vor allem dann nicht, wenn das Haar sich in einem ziemlich trockenen Zustand, entsprechend einer rel. Feuchtigkeit von ca. 20 bis 40%, befindet, wie es in den meisten der in einem späteren Abschnitt besprochenen Registrierungen der Fall ist.

### Der Trägheitskoeffizient des Haarhygrometers.

Die Abhängigkeit der Einstellung eines Hygrometers von der zeitlichen Änderung der rel. Feuchtigkeit ist zweifelsohne eine bedeutend kompliziertere als beim Thermometer, schon allein deswegen, weil es sich nicht wie bei diesem um das (innere und äußere) Leitvermögen eines Metalles für eine Energieform, sondern um den Transport eines ponderablen Körpers (des Wasserdampfes) durch die Zellwände einer organischen Substanz handelt. Es schien mir daher zwecklos, auf physikalischer Grundlage eine Formel für den Trägheitskoeffizienten des Hygrometers ableiten zu wollen, wie dies für den des Thermometers von Hergesell<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> H. Hergesell, Met. Zeitschrift 1897 p. 433.

geschehen ist. Vielmehr hielt ich es für angezeigt, umgekehrt einen Trägheitskoeffizienten  $\gamma$  zu definieren durch die Gleichung

$$R = r + \gamma \frac{dr}{dz},$$

wo R die wirklich vorhandene rel. Feuchtigkeit, r die vom Apparat angegebene und z die Zeit bedeutet; für dieses  $\gamma$  muß dann die Abhängigkeit von den verschiedenen möglichen Faktoren experimentell bestimmt werden<sup>1)</sup>.

Es kann nun  $\gamma$  abhängen

1. von der Beschaffenheit der hygroskopischen Substanz,
2. von der Stärke des ventilierenden Luftstroms,
3. von der Temperatur der hygrometrischen Substanz, die in den für uns in Betracht kommenden Fällen gleich der Lufttemperatur T gesetzt werden kann,
4. von der relativen Feuchtigkeit R,
5. von  $\frac{dR}{dz}$ , und zwar von seinem Vorzeichen, d. h. von dem Umstande, ob die rel. Feuchtigkeit zu- oder abnimmt,
6. von  $(r-R)$ , d. h. vom absoluten Wert der jeweils vorhandenen Differenz zwischen wahrer und aufgezeichneter rel. Feuchtigkeit,
7. von der Luftdichte.

Zur Untersuchung dieser verschiedenen Punkte wurde in der Mehrzahl der Fälle eine Versuchsanordnung benutzt, die der von de Quervain<sup>2)</sup> angewandten entsprach: ein Ventilator, bei dem die Luftzufuhr nach Belieben abgedrosselt werden konnte, lieferte in einem Rohr von 32 cm Durchmesser einen vertikal nach unten gerichteten Luftstrom, dessen Geschwindigkeit mit der Krellschen Stauscheibe gemessen werden konnte. In diesen Luftstrom wurde das Haarhygrometer eines Registrierinstruments in derselben Lage, in der es sich während eines Ballonaufstiegs befindet, gebracht, nachdem es sich vorher in einem Kasten zusammen mit Wasser oder mit Phosphorperoxyd befunden hatte. Das Hygrometer war geeicht, und die Feuchtigkeit der vorbeiströmenden Luft wurde dauernd mit dem Aspirationspsychrometer kontrolliert. Die Trommel, auf der das Hygrometer schrieb, hatte eine einstündige Umlaufzeit, was vollkommen ausreichte, zumal für die Auswertung der Kurve nach Beendigung des Versuchs vor dem Fixieren Zeitmarken mit der Schreibfeder selbst je nach Bedarf in Abständen von 15 bis 60 Sekunden gemacht wurden und so eine Genauigkeit der Ablesungen bis auf 1 Sekunde gewährleistet wurde.

Wir wenden uns jetzt der Untersuchung von  $\gamma$  in seiner Abhängigkeit von den oben angeführten Faktoren zu.

1) Als beste hygrometrische Substanz gilt, wie gesagt, schon seit Saussures Zeit blondes Frauenhaar, das auch ursprünglich allein zu unsern Versuchen verwendet wurde. Nach Abschluß derselben erschien eine Arbeit von S. P. Fergusson<sup>3)</sup>, der für Stationshygrographen die Empfindlichkeit von Pferdehaaren nahezu gleich der von Menschenhaaren findet. Nachträglich habe ich einen Vergleich für rasche Feuchtigkeitsänderungen angestellt und gefunden, daß weiße Pferdehaare etwa 5 bis 10 mal so träge wie Menschenhaare sind. Für Registrier-

<sup>1)</sup> Man könnte ebensogut eine andere Beziehung zwischen R, r,  $\gamma$  und z aufstellen; da ich aber keine Formel, aus der sich nach den Beobachtungen für ein und denselben Versuch ein konstantes  $\gamma$  ableiten läßt, fand, so habe ich die obige gewählt.

<sup>2)</sup> Beiträge zur Physik d. freien Atmosphäre, Band I 1904/05 p. 182 ff.

<sup>3)</sup> The errors of Absorption Hygrometers, Ann. of the Astronomical Observatory of Harvard College, Vol. LVIII, Part. II, p. 127, Cambridge 1906.



ballonaufstiege kommen sie daher wohl kaum in Betracht, dagegen halte auch ich sie für geeignet bei Stationshygrogenen. Wir werden uns also im Verlauf dieser Untersuchung nur mit Frauenhaaren beschäftigen.

Bei einer gegebenen Substanz hängt  $\gamma$  wesentlich von der vorausgegangenen Behandlung ab; doch hierüber scheinen neue Versuche überflüssig, da man seit Regnault weiß, daß eine 24 stündige Auswaschung des Haares mit Äthyläther sicherer ebenso befriedigende Resultate liefert als die Behandlung mit Natronlauge. Der Aufenthalt im Äther darf übrigens nach Fergusson (l. c.) nicht viel länger als einen Tag dauern, da später das Haar rasch seine Festigkeit einbüßt. Bei unsern sämtlichen Versuchen waren die Haare gleichmäßig in der angegebenen Weise präpariert.

Weiterhin kommt die Anzahl der bei einem Hygrometer vorhandenen Haare und ihre Anordnung in Betracht. Nun ist es von vornherein klar, daß Hygrometer mit mehreren, möglichst gleichmäßig gespannten Haaren unter sonst gleichen Bedingungen trotzdem eine verschiedene Trägheit zeigen, weil es kaum durchführbar sein dürfte, den Haaren die genau gleiche Spannung und eine Anordnung, daß sie einzeln in derselben Weise beim Aufsteigen vom Luftstrom getroffen werden, zu geben. Sind diese Forderungen nicht erfüllt, sind z. B. die Haare nur ganz wenig gedreht, so muß sich schon i. allg. eine Änderung der Empfindlichkeit bei zunehmender gegenüber abnehmender Feuchtigkeit geltend machen; in einem solchen Falle wird nämlich meist irgend ein Haar mehr gegen den Luftstrom geschützt sein als die andern, und nach ihm richtet sich der Schreibhebel bei zunehmender Feuchtigkeit, bei abnehmender Feuchtigkeit dagegen wird das am meisten exponierte Haar sich zuerst zusammenziehen und den Schreibhebel bewegen, noch ehe die andern der Feuchtigkeitsänderung gefolgt sind. Mit andern Worten: Haarbündel werden häufig zunehmende Feuchtigkeit relativ langsamer anzeigen als abnehmende.

Derartige Komplikationen fallen weg, sobald man nur ein einziges Haar verwendet <sup>1)</sup>, wie es ja auch bei den Saussureschen und Koppeschen Hygrometern geschehen ist. Die genannten sind jedoch Zeigerinstrumente, haben also nicht die Reibung einer Schreibfeder zu überwinden, wie die Registrierapparate. Ein Haar soll nun nach Saussure mit nur 0,6 gr gespannt sein, wenn es dauernd richtig zeigen soll. Diese geringe Spannung genügt aber nicht zur Fortbewegung der Schreibfeder bei zunehmender Feuchtigkeit, obwohl für möglichst geringe Federreibung gesorgt war, einmal durch Verwendung von beruhtem Aluminiumfolie als Schreibfläche und zweitens durch Schreibfedern aus sehr dünnem Neusilberblech <sup>2)</sup>, die so justiert waren, daß sie schon bei einer Neigung des Instruments um ca 20° aus der Vertikalen die Uhrtrummel verließen. Dagegen reichte eine Spannung von 1,5–2 gr unter den genannten

<sup>1)</sup> Ich will hier erwähnen, daß anfangs Bedenken vorlagen, die Apparate, mit nur einem Haar versehen, emporzusenden, da besonders im Momente des Auflassens ein Zerreißen zu befürchten war. Deshalb versuchte man im Frühjahr 1906 eine Anordnung, bei der 3 Haare eingezogen waren: eins derselben war in Spannung, die beiden andern mit leichtem Durchhang befestigt. In diesem Fall wurde die registrierte Kurve nur durch das eine Haar bewirkt; wäre es gerissen, so hätten die beiden andern in Tätigkeit treten müssen, und auf der Kurve wäre das Zerreißen durch einen Sprung des Schreibstifts erkenntlich gewesen. Nach dem aber bei mehreren Aufstiegen das gespannte Haar auch nach der Landung noch unverändert war, wurden alle Instrumente mit einem einzigen, möglichst dünnen Haar montiert und durch einen Anschlag, wie er auch schon früher bei manchen Instrumenten im Gebrauch war, dafür gesorgt, daß bei einem Zerreißen die andern Schreibfedern nicht gestört wurden. Bei den bis heute ausgeführten Aufstiegen kam der Apparat jedesmal mit unverändertem Haar zurück.

<sup>2)</sup> Dieselben befinden sich seit 1905 auf allen in Straßburg benutzten Registrierinstrumenten; im selben Jahre hat sie auch Herr Assmann an einigen Apparaten anbringen lassen (Ergebn. d. Arb. am Kgl. Fr. Aeronaut. Observatorium, im Jahre 1905, p. 137).

Umständen völlig aus. Versuche zeigten, daß die Instrumente bei derartigen Spannungen zwar in Zeit von einigen Wochen häufig ihren Nullpunkt etwas verlegten, daß dagegen, wie auch von Pircher<sup>1)</sup> dargetan wurde, der Skalenwert des Hygrometers sich nicht änderte, die Apparate also für Registrieraufstiege brauchbar blieben.

Das Resultat der experimentellen Bestimmung des Einflusses der Haarzahl ergibt sich aus den Messungen Nr. 1 bis 18 der Tabelle 2. Dividiert man das  $\gamma$  irgend einer Beobachtung,

Tabelle 2.

Trägheitskoeffizient  $\gamma$  der Haarhygrometer unter verschiedenen Bedingungen.

Nr.	Zahl der Haare	Intervall von r		Des ventilierenden Luftstroms			R-r oder r-R	$\gamma$	Nr.	Zahl der Haare	Intervall von r		Des ventilierenden Luftstroms			R-r oder r-R	$\gamma$
		Anfang	Ende	Temp. °C	rel. F. %	Geschw.					Anfang	Ende	Temp. °C	rel. F. %	Geschw.		
1	10	80	70	20	50	5.0	25	0.6	32	1	60	70	-10	80	5.0	15	5.4
2	10	70	60	20	50	5.0	15	1.0	33	1	50	60	+10	80	5.0	25	1.3
3	10	50	60	10	80	5.0	25	1.9	34	1	60	70	+10	80	5.0	15	2.2
4	10	60	70	10	80	5.0	15	2.0	35	1	50	60	-10	80	5.0	25	6.3
5	10	50	60	10	80	1.5	25	2.4	36	1	60	70	-10	80	5.0	15	4.5
6	10	60	70	10	80	1.5	15	3.1	37	1	60	70	-10	80	5.0	15	4.1
7	5	80	70	20	50	5.0	25	0.8	38	1	30	40	-10	80	5.0	45	17.5
8	5	70	60	20	50	5.0	15	1.2	39	1	40	50	-10	80	5.0	35	12.1
9	1	90	70	20	50	5.0	30	0.4	40	1	50	60	-10	80	5.0	25	8.9
10	1	70	60	20	50	5.0	15	0.8	41	1	60	70	-10	80	5.0	15	4.8
11	1	50	60	10	80	5.0	25	1.4	42	1	40	50	+20	60	5.0	15	2.3
12	1	60	70	10	80	5.0	15	1.7	43	1	50	60	+20	60	5.0	5	1.3
13	1	50	60	10	80	1.5	25	1.2	44	1	20	30	10	40	5.0	15	11.0
14	1	60	70	10	80	1.5	15	1.7	45	1	30	40	10	40	5.0	5	18.0
15	1	70	80	10	80	5.0	5	1.6	46	1	50	60	+3	97	5.0	45	1.3
16	1	70	80	10	80	3.0	5	2.0	47	1	60	70	3	97	5.0	35	1.0
17	1	60	70	10	80	3.0	15	1.4	48	1	70	80	3	97	5.0	25	1.0
18	1	70	80	10	80	3.0	5	1.5	49	1	80	90	3	97	5.0	15	0.6
19	1	100	60	10	40	5.0	40	0.2	50	1	85	95	3	97	5.0	10	0.5
20	1	60	50	10	40	5.0	15	0.5	51	1	100	70	17	40	5.0	45	0.3
21	1	50	40	10	40	5.0	5	0.6	52	1	70	60	17	40	5.0	25	0.4
22	1	100	60	17	40	5.0	40	0.4	53	1	60	50	17	40	5.0	15	0.7
23	1	60	50	17	40	5.0	15	0.7	54	1	55	45	17	40	5.0	10	1.3
24	1	55	45	17	40	5.0	10	1.3	55	1	98	90	10	60	5.0	35	0.2
25	1	40	50	20	60	5.0	15	2.3	56	1	90	80	10	60	5.0	25	0.3
26	1	50	60	20	60	5.0	5	1.3	57	1	80	70	10	60	5.0	15	0.7
27	1	40	50	20	60	5.0	15	2.0	58	1	70	60	10	60	5.0	5	0.8
28	1	50	60	20	60	5.0	5	1.8	59	1	100	60	10	40	5.0	40	0.2
29	1	40	50	10	60	5.0	15	2.1	60	1	60	50	10	40	5.0	15	0.5
30	1	50	60	10	60	5.0	5	2.6	61	1	50	40	10	40	5.0	5	0.6
31	1	50	60	-10	80	5.0	25	6.3									

Die Messungen Nr. 1 bis Nr. 37 sind aus einer viel größeren Zahl so ausgewählt, daß je 2 von ihnen in allen Bedingungen übereinstimmen mit Ausnahme einer einzigen, deren Wirkung jeweils klargestellt werden soll.

<sup>1)</sup> l. c. p. 277.

bei der 10 Haare die hygrometrische Substanz bildeten, durch das  $\gamma$ , das aus einer Messung mit 1 Haar unter sonst gleichen Bedingungen erhalten wurde, d. h. stellt man Nr. 1 mit 9, Nr. 2 mit 10, Nr. 3 mit 11, Nr. 4 mit 12, Nr. 5 mit 13, Nr. 6 mit 14 zusammen, so ergibt sich, daß ein Haarbündel von 10 Haaren ein durchschnittlich 1,4 mal so großes  $\gamma$  besitzt wie 1 Haar. 5 Haare (Nr. 7 und 9, Nr. 8 und 10) sind etwa ebenso vielmals träger als 1 Haar. Der Unterschied zwischen einem und mehreren Haaren ist hiernach nicht sehr beträchtlich; immerhin sollte man stets nur 1 oder 2 Haare auf Registrierinstrumenten für Ballonaufstiege verwenden. Bei Drachenaufstiegen dagegen ist wohl stets ein Bündel Haare mehr am Platze.

2) Die Abhängigkeit des Tragheitskoeffizienten von der Geschwindigkeit des ventilierenden Luftstroms läßt sich aus folgenden Messungen erkennen: Nr. 5, 3; 6, 4; 13, 11; 14, 12; 16, 15; 17, 12; 18, 15. Bildet man aus dem  $\gamma$  je zweier Beobachtungen den Quotienten, so findet man den Mittelwert 1.1. Das bedeutet, daß  $\gamma$  nahezu von der Ventilationsgeschwindigkeit unabhängig ist. Demnach ist die Tragheit des Haares nur z. T. darauf zurückzuführen, daß die Abgabe des Wasserdampfs von seiner Oberfläche an die umgebende Luft eine gewisse Zeit verlangt, die verkürzt wird, wenn eine gute Luftzirkulation vorhanden ist; vielmehr gebührt der Hauptanteil dem Zeitverlust beim Vordringen der Feuchtigkeit vom Innern zur Oberfläche des Haares. Diese fast völlige Unabhängigkeit von der Ventilation gilt natürlich nicht mehr in demselben Maße bei dicken Haarbündeln, die, wie es bei Stationshygrometern der Fall zu sein pflegt, noch dazu in einen, wenn auch porösen Schutzkasten eingeschlossen sind.

3) Wir wenden uns dem Einfluß der Temperatur zu. Vergleichen wir zunächst  $\gamma$  bei den Temperaturen ca. +10 und +20°, so finden wir aus den Beobachtungen Nr. 19, 22; 20, 23; 21, 24; 25, 29; 26, 30; 27, 29; 28, 30, daß der Unterschied für diese Temperaturen nur unbedeutend ist und bei +10° eine etwas größere Empfindlichkeit vorhanden zu sein scheint als bei +20°. Ein anderes Ergebnis liefert die Zusammenstellung zwischen  $\gamma$  bei -10° und +10°. Wir betrachten zu diesem Zweck die Messungen Nr. 31, 11; 32, 12; 31, 33; 32, 34; 31, 3; 32, 4; 35, 11; 36, 12; 37, 12. Aus ihnen ergibt sich, daß bei -10° die Tragheit durchschnittlich 3,5 mal größer ist als bei +10°, es zeigt sich also eine starke Zunahme von  $\gamma$  mit sinkender Temperatur.

Leider war es mir bei den klimatischen Verhältnissen Straßburgs nicht möglich, die Tragheitsbestimmung bei noch tieferen Temperaturen als -10° auf demselben Wege weiter zu verfolgen. Da mir aber eine derartige Messung dringend notwendig erschien, wandte ich folgende, allerdings nicht ganz gleichwertige Methode an. Eine Glasröhre von etwa 30mm



Durchmesser war in nebenstehender Form gebogen (Fig. 1). Der Schenkel B, der zur Aufnahme des weiter oben beschriebenen Zeigerhygrometers diente, konnte bei D mit einer Glaskappe zugekittet werden. Durch die dünne, bei C eingeschmolzene Röhre ließ sich der Apparat evakuieren und dann durch Abschmelzen verschließen. Bevor letzteres

geschah, wurde eine ganz geringe Quantität Wasser eingeführt. Kühlte man jetzt den Schenkel A auf ca. -80° ab, so stellte sich nach einiger Zeit in B, das zunächst bei Zimmertemperatur belassen wurde, die rel. Feuchtigkeit von nahezu 0% her, da aller Wasserdampf nach A überdestillierte. Nachdem dieser Zustand erreicht war, was an der festen Einstellung des Zeigers erkannt wurde, wurde Schenkel B in verschieden temperierte Bäder (zwischen +10° und -45°) gebracht, während A auf -80° gehalten wurde. Zwar ist, wenn B auf -35° abgekühlt ist, die rel. Feuchtigkeit darin nicht mehr so klein wie bei +10°; doch kann sie nur sehr wenige Prozente betragen. Zwar hat man die Dampfspannung des Wassers bei

— 80° noch nicht gemessen; es läßt sich aber daraus, daß bei — 50° die Dampfspannung nur noch etwa 20% von der bei — 35° ausmacht, schließen, daß sie in einem Raum von — 40° bei einem Taupunkt von — 80° R sehr gering ist. Sobald der Apparat in B die Temperatur des Bades angenommen hatte, wurde der Schenkel A in Alkohol von Zimmertemperatur, oder wenn B gerade diese Temperatur hatte, in solchen von + 30° getaucht, so daß sofort in ihm alles Wasser verdampfte und sich an den Wänden von B niederschlug, soweit es nicht zur Sättigung dieses Raumes diente. Eine gewisse Unsicherheit der Messungen liegt darin, daß man nicht sagen kann, wieviel Zeit erforderlich ist, um B völlig zu sättigen. Immerhin kann es nur wenig sein (von der Größenordnung einer Minute), wenn man bedenkt, daß der Luftdruck in der Röhre stark erniedrigt ist, und daß z. B. Warburg und Ihmori<sup>1)</sup> im luftleeren Raum nach 2 sec. den Gleichgewichtszustand hergestellt fanden. Die Einstellung des Hygrometers dauert dagegen, wie aus untenstehender Tabelle 3 zu entnehmen ist, sehr viel länger, sodaß man im wesentlichen die Trägheit des Haares beobachten wird.

**Tabelle 3.**  
 $\gamma$  im luftverdünnten Raum bei verschiedenen Temperaturen.

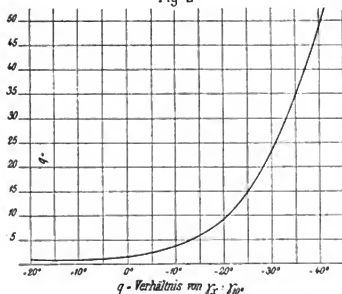
Intervall von $r$	I	II	III	IV	II : I	III : I	IV : I
	bei + 15°	bei — 5°	bei — 20°	bei — 40°			
0 — 5 %	52.0	108.0	316.0	$\infty$	2.1	6.1	
10 — 20 %	6.7	41.0	230.0	—	6.1	34.2	
20 — 30 %	7.9	16.0	89.0	—	2.0	11.3	
30 — 40 %	—	—	50.0	—	—	—	
30 — 50 %	4.1	11.0	45.0	—	2.7	11.0	
40 — 50 %	—	10.0	35.0	—	—	—	
50 — 60 %	2.7	6.4	22.0	95.0	2.4	8.2	35.0
60 — 70 %	2.2	—	17.0	120.0	—	7.7	55.0
70 — 80 %	—	4.6	13.0	118.0	—	—	50.0
80 — 90 %	1.8	3.1	15.0	—	1.7	8.3	

Die Tabelle lehrt, daß auch bei der besprochenen Methode zwischen 0 und etwa 30% der Trägheitskoeffizient ganz enorm ist, und daß er bei zunehmender Feuchtigkeit für alle Temperaturen rasch abnimmt. Die Übereinstimmung dieses Resultats mit dem auf andern Wege erhaltenen (S. 105) beweist, daß nicht etwa die Feuchtigkeit in der Röhre so langsam auf 100% wächst; doch mag das nicht plötzliche Eintreten der Sättigung auf die Werte von  $\gamma$  für  $r$  zwischen 0 und 20%, einen nennenswerten Einfluß haben, und deshalb wollen wir diese in Zukunft nicht beachten, zumal auch ein so großes  $\gamma$  eine Registrierkurve praktisch unverwertbar macht. Dagegen werden wir uns die  $\gamma$  für  $r$  zwischen 20 und 90%, näher ansehen und zu diesem Zweck für die Kolonnen II und I, III und I sowie IV und I die Quotienten der Zahlen einer Zeile bilden, wie dies in den drei letzten Kolonnen der Tabelle geschehen ist. Wir finden dann, daß das Haar bei — 20° im Mittel 9.3 mal, bei — 5° durchschnittlich 2.2 mal so träge ist als bei + 15°. Für etwa — 40° wird  $\gamma$  bei großer Trockenheit unendlich groß, bei mittlerer Feuchtigkeit etwa 50 mal so groß wie bei 15°, und wir haben somit 4 Punkte einer Kurve für  $\gamma$ , die in Figur 2 gezeichnet ist. Aus ihr läßt sich entnehmen, daß der

<sup>1)</sup> Wiedemanns Ann. B. 27 1887 p. 486.

Quotient für  $\gamma$  bei  $-10^\circ$  und  $+10^\circ$  etwa 3,7 betragen würde, daß anderseits der Unterschied im Verhalten bei  $+10^\circ$  und  $+20^\circ$  nur klein sein kann. Beide Folgerungen stimmen mit den direkten Messungen, die auf völlig unabhängigem andern Wege erhalten wurden, vollkommen überein; denn wir fanden (Seite 106) für das Verhältnis von  $\gamma$  bei  $-10$  und  $+10$  den Wert

Fig 2



3.5 und nur einen geringen Unterschied bei  $+10$  und  $+20^\circ$ . (Fig. 2.)

Die gute Übereinstimmung der Ergebnisse der beiden Methoden kann als Beweis gelten, daß die zuletzt beschriebene der ersten wenigstens von  $20^\circ$ , ab aufwärts gleichwertig ist, wenn man die Quotienten der  $\gamma$  für verschiedene Temperaturen untersucht; über die Vergleichbarkeit der absoluten Werte ist hierdurch nichts ausgesagt. Leider läßt sie sich nicht umkehren und zur Bestimmung von  $\gamma$  bei abnehmender rel. Feuchtigkeit verwenden. Denn mehrfache Versuche bestätigten die Überlegung, daß das Wasser aus dem Schenkel B nur langsam nach A überdestilliert, wenn letzterer abgekühlt wird, und daß die Luft in B auch dann schon weniger

wie  $100\%$  Wasserdampf enthält, wenn sich noch Eiskristalle oder Tröpfchen an der Wandung von B befinden. Es läßt sich demnach keine plötzliche Dampfdruckerniedrigung hervorbringen, sondern nur eine langsame, die in ihrem Verlauf völlig unkontrollierbar ist. Ebenso wenig geht die Absorption des Dampfes durch Schwefelsäure oder Phosphorpentoxyd plötzlich vor sich, während, wie oben gesagt, durch das Eintauchen des kalten Schenkels A in ein warmes Bad nahezu momentan soviel Wasser verdampft, daß sich B sehr rasch mit Feuchtigkeit sättigen muß.

Mit dieser Methode ist demnach über die Fähigkeit bei abnehmender Feuchtigkeit keine Klarheit zu erhalten; aber die Angaben der Tabelle 2 zeigen (s. Seite 105) daß  $\gamma$  für zunehmende Feuchtigkeit etwa von derselben Größenordnung ist wie für abnehmende, daß also auch die Trägheit bei tiefen Temperaturen für Feuchtigkeitsänderungen in beiden Richtungen annähernd von derselben Größenordnung sein wird.

Der 4., 5. und 6. Punkt des auf Seite 103 gegebenen Programms kann nicht gut in bisheriger Art durch Quotientenbildung untersucht werden, da in fast allen Fällen sich mit einem Faktor auch noch ein zweiter ändert (z. B. gibt es für  $r$  zwischen  $50\%$  und  $60\%$ , und  $R = 80\%$  keine entsprechende Messung von  $\gamma$  für  $r$  zwischen  $60\%$  und  $50\%$ , weil in diesem Fall,  $R \leq 50\%$  sein müßte). Ich ziehe daher vor, einige Serien von Beobachtungen zu geben und sie in etwas allgemeiner gehaltener Form zu diskutieren. Nr. 38 bis 50 der Tabelle 2 gibt Fälle, in denen das Hygrometer aus einem trockenen in einen feuchteren Luftstrom kommt. Zunächst fällt auf, daß die Trägheit auch bei normalen Temperaturen dann, wenn die Länge des Haars derjenigen zwischen  $20$  und  $40\%$  rel. Feuchtigkeit gleichkommt, eine ganz enorm große ist und daß sie um so kleiner wird, je mehr Wasserdampf das Haar bereits enthält; auffallend ist, daß ein großer Wert von  $|r-R|$  im ersten Fall  $r$  nicht

nennenswert zu verkleinern scheint. Dieser Umstand deutet wieder darauf hin, daß die Größe, die dem äußeren Wärmeleitungsvermögen bei thermischen Prozessen entspricht, weniger einflußreich ist als die dem inneren Wärmeleitungsvermögen entsprechende. Relativ klein sind die  $\tau$ , wenn das trockene Haar rasch in sehr feuchte Luft (95–100%) kommt, wie Nr. 46 bis 50 lehren. Die Gruppe Nr. 51–61 zeigt die Verhältnisse beim Übergang von großer rel. Feuchtigkeit zu geringerer. Es ergibt sich, daß dieser Übergang rasch vom Haar angeben wird, sodaß  $\tau$  sehr kleine Werte annimmt, die auch dann nicht viel größer werden, wenn der Gleichgewichtszustand nahe erreicht ist.

Die Ausführungen des letzten Abschnittes machen es wahrscheinlich, daß das Haar leichter Feuchtigkeit abgibt als aufnimmt, und daß es letzteres vor allem nur sehr langsam tut, wenn es selbst trocken und die umgebende Luft nicht völlig oder nahezu mit Wasserdampf gesättigt ist.

7) Den Einfluß der Luftdichte auf  $\tau$  zu bestimmen, ist mir nicht gelungen, da mir die erforderlichen Hilfsmittel nicht zu Gebote standen. Man könnte vielleicht auf den Gedanken kommen, in der bei Punkt 3 beschriebenen Glasröhre einmal eine Messung im luftverdünnten Raum, das andere mal unter normalem Druck, vorzunehmen. Beide Versuche würden aber keine vergleichbaren Resultate ergeben, da die Ausbreitung des Wasserdampfes unter normalem Druck viel langsamer vor sich geht als unter vermindertem, und sich diese Verschiedenheit bei der benutzten Anordnung nur mit sehr komplizierten Apparaten und dann noch ungenau feststellen ließe. Die Überlegung spricht dafür, daß in dünnerer Luft der Gleichgewichtszustand des Haares schneller erreicht wird als bei normaler Luftdichte, weil im ersten Fall die Ausbreitung der Wassermolekel in nicht so hohem Maße von den Luftmolekeln gehindert wird wie bei gewöhnlichem Luftdruck. Die Frage bietet im übrigen nicht dasselbe praktische Interesse wie bei den Thermometern, da während eines Aufstiegs bei dem Druck einer halben Atmosphäre es meist schon so kalt ist, daß der Temperatureinfluß alle andern Faktoren bei weitem überwiegt.

Fassen wir die Resultate dieses Kapitels zusammen, so können wir folgendes sagen:

Bei Registrierinstrumenten, die schnellen Schwankungen der rel. Feuchtigkeit, wie es bei unbemannten Ballonaufstiegen der Fall ist, unterworfen sind, empfiehlt es sich, nur 1 oder 2 Haare als Hygrometer zu verwenden, weil dann der Trägheitskoeffizient am geringsten und am wenigsten Zufälligkeiten unterworfen ist.

Die Einstellungsgeschwindigkeit ist beim einzelnen Haar viel weniger von der Stärke der Ventilation abhängig, wie die des Thermometers. Man kann daher bei verschieden raschen Aufstiegen denselben Trägheitskoeffizienten verwenden, ohne die durch andre Umstände bedingte Ungenauigkeit der Angaben des Hygrometers zu vergrößern.

Der Temperatureinfluß auf das Nachhinken ist zwischen  $+20^\circ$  und  $+5^\circ$  nur gering; von da ab nimmt er aber rasch zu, um bei etwa  $-40^\circ$  praktisch unendlich groß zu werden und die Reaktionsfähigkeit des Haares auf Wasserdampf fast völlig zu vernichten. Die in Figur 2 dargestellte Kurve läßt erkennen, daß unterhalb  $-10^\circ$  bis  $-15^\circ$  plötzliche Schwankungen der rel. Feuchtigkeit nur noch sehr ungenau wiedergegeben werden, da von hier ab der Trägheitskoeffizient Werte annimmt, die ein beträchtliches Vielfaches von denen bei Zimmertemperatur sind. Gehen dagegen die Feuchtigkeitsänderungen langsam vor sich, so kann man einigermaßen zuverlässige Werte bis etwa  $-30^\circ$  erhalten. Doch wird es sich aus den registrierten Kurven wohl nicht immer entnehmen lassen, ob die das Auf- und Abwärtsbewegen der Schreibfeder verursachende Feuchtigkeitsschwankung eine rasche oder eine allmähliche war.

Die zahlenmäßige Größe des Trägheitskoeffizienten  $\tau$ , den wir definiert haben durch die Gleichung

$$R = r + \gamma \frac{dr}{dz}$$

( $R$  = wahre,  $r$  = registrierte rel. Feuchtigkeit,  $z$  = Zeit)

ist bei einer und derselben Temperatur und einem Ventilationsstrom von etwa 5 m/sec von verschiedenen Umständen abhängig. Wir finden bei gut präparierten Haaren im Durchschnitt  $\gamma = 0.2$  bis 0.8, wenn  $R$  von 100% auf etwa 50% abnimmt. Der kleinere Wert gilt für  $r$  nahe bei 100%, der größere für  $r$  nahe bei 50%. Bei größerer Trockenheit, zumal wenn  $r$  nahe bei  $R$  liegt ( $|R-r|$  klein), ist  $\gamma$  mehrmals so groß; doch läßt sich kein genauer Zahlenwert aus unsern Versuchen ermitteln. Ist dagegen  $R > r$ , wird das Haar also in eine trockener Umgebung gebracht, so ist  $\gamma$  etwa gleich 10 für  $r = 20$  bis 30% und  $R = 40-80\%$ ; für dasselbe  $R$  und  $r$  zwischen 40 und 80% liegt  $\gamma$  nicht weit von 2.0. Für  $R$  nahe bei 100% und  $r$  zwischen 50% und 100% finden wir ein  $\gamma$  von etwa 1.0 bis 0.5, letzteren Wert für  $r$  nahe bei 100%.

Für die Ballonaufstiege lehren die Zahlen, daß der Übergang von einer Wolke in eine relativ trockene Schicht und das Umgekehrte am besten wiedergegeben werden, weil für diese beiden Fälle  $\gamma$  am kleinsten ist; Schwankungen innerhalb trockener Schichten werden nur schlecht registriert, ebenso lassen sich Übergänge von trockenem zu feuchteren aber nicht gesättigten Schichten quantitativ nur ungenau erkennen.

### Anwendungen der Resultate der experimentellen Untersuchungen auf die Ergebnisse der Registrierballonaufstiege.

Wir wollen sehen, wie sich zu den bisherigen Resultaten die Registrierungen, die in Straßburg bei Ballonaufstiegen erzielt wurden, verhalten, und zu diesem Zwecke zunächst die Kurven des Jahres 1906 besprechen unter folgenden Gesichtspunkten: kommen Schwankungen der Feuchtigkeitskurve bei Temperaturen unter  $-40^\circ$  vor und lassen sich solche, falls sie vorhanden sind, auch auf andere als hygrometrische Veränderungen der Haarlänge zurückführen?

I. 4. Januar 06. Instrument Nr. 26; Bündel von etwa 10 Haaren. Der Beginn der oberen Inversion, die im vorliegenden Fall nahezu eine Isothermie war, wird vom Hygrometer nicht markiert; 10 Minuten nach Eintritt schreibt es genau horizontal bis zum Austritt auf den Rückweg (Temperatur hier  $-51$ ); von da ab schreibt es geradlinig bis zur Temperatur von  $-25^\circ$  und bewegt sich auf dieser Strecke um 0.9 mm im Sinne zunehmender Feuchtigkeit. Nimmt man an, diese Bewegung beruhe nur auf einem thermischen Einfluß und berechnet aus ihr den Ausdehnungskoeffizienten, so liefert die Rechnung bei der vorhandenen 25fachen Übertragung und einer Haarlänge von 12 cm einen scheinbaren Ausdehnungskoeffizienten  $\beta = 12 \cdot 10^{-6}$  also fast genau den oben (S. 101) angegebenen Wert. Mit anderen Worten: die Temperaturwirkung genügt vollkommen zur Erklärung der beobachteten Bewegung der Schreibfeder. Natürlich muß man sich klar sein, daß eine derartig große Übereinstimmung nur Zufall ist, z. B. schon deswegen, weil der Temperaturunterschied zwischen dem Haar, das wohl stets sehr nahe die Lufttemperatur hat, und dem trägen Gestell nicht zu ermitteln ist, wenn auch in diesem Falle der Abstieg langsam ist ( $1.5^\circ$  pro min); ferner kann das Übertragungsverhältnis nachträglich nur bis auf etwa 10–20% genau aus den damaligen Eichungen ermittelt werden. Es kommt hier aber auch nur auf die Größenordnung an, da die hygrometrische Ausdehnung ca. 15 mal so groß ist als die thermische. Würde z. B. im vorliegenden Fall die damals wirklich vorhandene Übertragung nur 12 und nicht 25 betragen haben (ein so großer Irrtum ist aber gänzlich ausgeschlossen), so könnte man aus den Angaben der Registrierung nach Abzug des

thermischen Einflusses nur eine Zunahme der Feuchtigkeit um etwa 1% konstatieren und zwar innerhalb 14 min.

2. 1. Februar 06. Instr. Nr. 26, ca. 10 Haare. Kurz nach Eintritt in die Inversion, die rasch eine Amplitude von 7° erreichte, geht die Feder um 0.1 mm zurück. (Wir wollen die Ausdrücke „vorwärts“ und „nach oben“ für eine Bewegung im Sinne zunehmender Trockenheit, die entgegengesetzt für das umgekehrte Verhalten der Schreibfeder benutzen.) Eine ausreichende Erklärung findet diese Erscheinung darin, daß das Gestell, das unterhalb der Inversion wärmer war als das Haar, oberhalb derselben vorübergehend dieselbe mittlere Temperatur haben mußte. Die Wirkung dieses Ausgleichs ist aber eine geringe scheinbare Verlängerung des Haares und damit eines Zurückgehens der Schreibfeder. Der höchste Punkt der Kurve wird beim Austritt aus der Inversion beim Abstieg erreicht. Von da ab tritt langsames Sinken um 0.5 mm bis zur Temperatur von  $-38^{\circ}$  ein. Die Übertragung war eine kleinere wie im Monat vorher, sie betrug nämlich nur 12. Daraus findet man  $\beta = \frac{0.5}{12 \cdot 120 \cdot 29} = \frac{0.5}{42000} = 12 \cdot 10^{-6}$ , genau wie oben. Auch diesmal war der Abstieg ziemlich langsam (2.5 pro min).

3. 1. März 07. Instr. Nr. 67. Beim Aufstieg geht die Kurve von  $-36^{\circ}$  bis zur Inversion bei  $-61^{\circ}$  um 1.2 mm nach oben, was bei einer Übertragung von 30 einem  $\beta = 22 \cdot 10^{-6}$  entspricht. Über die Hälfte der Bewegung ist also durch reine Temperaturwirkung zu erklären, aber nicht die ganze, da die Temperaturdifferenz zwischen Gestell und Haar sich kaum mehr geändert haben dürfte, weil der Gradient schon etwa 15 min vorher denselben Wert zeigte. Es wird diesmal also eine Abnahme der Feuchtigkeit registriert, über deren Größe aber nichts bekannt ist. Der Beginn der Inversion wird dadurch markiert, daß die Feder anfängt horizontal zu schreiben, um dann 0.1 mm zurückzugehen, entsprechend der Temperaturzunahme. Ein erneutes Steigen zeigt sich beim Abstieg infolge des Kälterwerdens bis zur Grenze der Inversion. Von da ab geht die Kurve zurück und liefert bis zur Temperatur von  $-36^{\circ}$  ein  $\beta = 24 \cdot 10^{-6}$ . Hier muß man nun das größere  $\beta$  durch rein thermische Wirkung erklären. Denn kurz nach Durchschneiden der Inversion muß die Temperatur von Haar und Gestell die gleiche gewesen sein; dann aber bleibt das Gestell infolge der raschen Temperaturänderung (der Ballon fiel mit ca. 10–12 m und machte eine Temperaturänderung von 6° pro min. durch) erheblich hinter der Lufttemperatur zurück, so daß sich die Temperaturdifferenz stetig vergrößert. Diese Vergrößerung in dem angegebenen Sinne macht sich, wie eine einfache Überlegung zeigt, durch eine scheinbare Zunahme von  $\beta$  bemerkbar,<sup>1)</sup> (die bis zum Wert von  $\beta_0 = 34 \cdot 10^{-6}$  gehen könnte).

4. 5. April 06. Instr. Nr. 67. Übertragung 30. Es ist keine eigentliche Inversion vorhanden, sondern eine sehr starke Abnahme des Gradienten, die durch kleine Isothermien öfters unterbrochen wird. Beim Aufstieg tritt nach Erreichen dieser Schicht eine unbedeutende Verzögerung der sonst langsam ansteigenden Kurve ein. Beim Abstieg findet sich beim Verlassen der Schicht ein Sinken um 0.6 mm zwischen den Temperaturen  $-48^{\circ}$  und  $-38^{\circ}$ ; folglich  $\beta = \frac{0.6}{30 \cdot 120 \cdot 10} = \frac{0.6}{36000} = 17 \cdot 10^{-6}$ . Der Abstieg erfolgt rasch (5.7° pro min). Interessant ist bei dieser Kurve, daß von  $-38^{\circ}$  an eine recht deutliche Bewegung nach unten einsetzt,

<sup>1)</sup> Der Unterschied zwischen dem hier gefundenen scheinbaren  $\beta$  und dem wahren  $\beta$  von Haar gegen Aluminium, aus dem das Gestell besteht, wird durch eine Zunahme der Temperaturdifferenz zwischen Haar und Gestell um ca.  $10^{\circ}$  erklärt. de Quervain (Beiträge z. Physik d. fr. Atm. B. I p, 192) nimmt den Trägheitskoeffizienten für die Nickelstahlstäbe des Hergesellschafts Rohrthermometer zu 1.0 an; man kann daher wohl ohne Bedenken für die viel dickeren Stangen des Gestells den Wert 1.5–1.7 setzen, wodurch man hier ein Nachhinken um  $10^{\circ}$  erhalten würde.



also tatsächlich dort eine größere Feuchtigkeit vorhanden ist. Da aber in der Temperaturkurve durchaus keine Schichtbildung an dieser Stelle zu erkennen ist, liegt die Annahme nahe, daß auch in etwas größerer Höhe die rel. Feuchtigkeit größer war, und daß nur das Haar nicht auf sie ansprach.

5) 3. Mai 06. Instr. 67, Übertragung 30, 1 Haar. Beim Aufstieg geht der Hygrometer von  $-40^\circ$  an so langsam und fast geradlinig nach oben, sodaß für alle Bewegungen die thermische Längenänderung als Erklärung genügt. Nach Verlassen der Inversion geht die Schreibfeder bis zu  $-37^\circ$  geradlinig abwärts, um dann einen prägnanten Knick zu beschreiben, wie beim vorigen Aufstieg. Aus der Kurve würde sich  $\beta = 25 \cdot 10^{-6}$  ergeben, welcher Wert bei dem langsamen Fall des Instruments ziemlich groß ist, doch deutet der genannte Knick wieder darauf hin, daß das Haar erst oberhalb  $-40^\circ$  für zunehmende rel. Feuchtigkeit merklich empfindlich wird.

6) 7. Juni 06. Instr. 67, Übertragung 20. Beim Aufstieg von  $-20^\circ$  ab fast gerade ganz langsam ansteigend; beim Abstieg nach Austritt aus der Inversion sinkt die Kurve entsprechend einem  $\beta = 10 \cdot 10^{-6}$  bis zu  $-29^\circ$ . Der Fall war mäßig rasch ( $3.5^\circ$  pro min).

7) 4. Juli 06. Der Ballon erreichte nur eine Temperatur von  $-30^\circ$ ; das Hygrometer schreibt an keiner Stelle geradlinig.

8) 5. Juli 06. Nr. 67, Übertragung 30, 1 Haar. Die Hygrometerkurve ist kaum leserlich; immerhin ist soviel deutlich zu erkennen, daß die obere Inversion keine andern Wirkungen als die bisher besprochenen hervorbringt; doch ist gerade nach dem Austritt aus der Inversion auf dem Rückweg die Kurve gut, so daß sich  $\beta$  zu  $0.19 \cdot 10^{-6}$  berechnen läßt. Der Abstieg erfolgte rasch ( $7^\circ$  pro min). Von  $-30^\circ$  ab zeigt das Haar Feuchtigkeitszunahme an.

9. 6. Juli 1906. Instr. Nr. 48; 1 Haar (2 in Durchhang); Übertragung 30. Der Ballon steigt langsam; bei  $-30^\circ$  etwa wird die Kurve des Hygrometers nahezu geradlinig mit langsamer Bewegung nach oben, nach Erreichen der Inversion (Minimum ca.  $-53^\circ$ ) ist sie einige Zeit horizontal, um dann langsam weiter zu steigen. Nach dem Platzen fällt der Ballon mit sehr großer Geschwindigkeit (durchschnittlich 28 m/sec innerhalb der ersten 3 min) zuerst durch eine nahezu isotherme Schicht von ca.  $-50^\circ$ , in der er auch während des Aufstiegs sich längere Zeit (15 min) aufgehalten hatte, so daß die Temperatur des Gestelles denselben Wert annehmen mußte. Dann erfolgt ein Eintauchen in eine beträchtlich kältere Schicht (Minimum  $-54.2^\circ$  nach 0,3 min), um nach 1,5 min unterhalb der Inversion wieder  $-50^\circ$  zu erreichen. Genau während derselben Zeit beschreibt das Hygrometer nach oben einen kleinen Bogen von 0,5 mm Höhe, an dessen Enden es wieder den früheren Wert einnimmt. Berechnet man hiernach den Ausdehnungskoeffizienten des Haares, so findet man  $\beta = 35 \cdot 10^{-6}$  d. i. erheblich mehr wie oben; das muß aber ebenfalls auf die Temperaturänderung zurückgeführt werden, da diesmal bei dem äußerst raschen Temperatursprung das Gestell so gut wie gar nicht folgen konnte und demnach in der Kurve der wahre Ausdehnungskoeffizient  $\beta_0$  des Haares, nicht der gegen Aluminium, zum Ausdruck kommt.  $\beta_0$  hat aber nach der S. 102 gegebenen experimentellen Bestimmung den Wert von  $34 \cdot 10^{-6}$ . Die Übereinstimmung ist eine fast vollkommene. Der weitere Verlauf der Kurve bis zu etwa  $-30^\circ$  liefert  $\beta = 15 \cdot 10^{-6}$ , d. h. ähnliche Werte wie die vorher behandelten Beispiele.

10. 2. Aug. 06. Instr. 67, Haar wie bei 9, Übertragung 30. Bei diesem Aufstieg ist nichts Neues zu bemerken; die Senkung der Kurve zwischen dem Austritt aus der Inversionsschicht bis zur Temperatur von  $-39^\circ$  erklärt sich durch  $\beta = 24 \cdot 10^{-6}$ . Der Abstieg erfolgte rasch ( $5^\circ$  pro min).

11. 6. Sept. 06. Nr. 26. Haar wie bei 9. Auf dem Hinweg hört bei  $-40^\circ$  jede merkliche Empfindlichkeit des Hygrometers auf; auf dem Rückweg bleibt die Uhr noch vor Verlassen

der Inversionsschicht stehen, um erst bei  $15^\circ$  weiter zu gehen. Der Aufstieg ist also für unsern Zweck nicht verwertbar.

12. 4. Okt. 06. Nr. 26; 1 Haar; Übertragung 25. Nichts besonderes;  $\beta = 18 \cdot 10^{-6}$ , Empfindlichkeitsgrenze ca.  $-35^\circ$ . Der Abstieg erfolgte ziemlich langsam ( $3 \cdot 5^\circ$  pro min).

13. Instrument Nr. 26, bis jetzt nicht gefunden.

14. Instr. Nr. 48. Der Ballon erreicht nur  $-40^\circ$ .

15. Instr. Nr. 48. Der Ballon erreicht nur  $-35^\circ$ .

16. 17. Dez. 06. Instr. Nr. 11. Das Instrument fiel mit 20 bis 30 m pro sec, wodurch das Hygrogramm auf dem Abstieg teilweise schlecht zu entziffern ist. Doch ist bei  $-38^\circ$  eine Änderung der Kurvenneigung deutlich zu erkennen.

17. Instr. Nr. 11. Der Ballon erreichte nicht  $-40^\circ$ .

18. Instr. Nr. 11; 1 Haar, Übertragung 20. Die Inversion wurde bis ca.  $-50^\circ$  nicht angetroffen. Das Hygrometer schreibt unter  $-35^\circ$  fast genau horizontal. Beim Abstieg senkte es sich zwischen den Temperaturen  $-46^\circ$  und  $-31^\circ$  um 0,5 mm, was  $\beta = 11 \cdot 10^{-6}$  ergibt. Der Abstieg des Instruments war ein sehr langsamer.

Ich habe hiermit die sämtlichen Straßburger Aufstiege des Jahres 1906, die in der Mehrzahl der Fälle als Hygrometer nur ein einziges Haar mitführten, also die denkbar größte Empfindlichkeit besaßen, ohne Ausnahme besprochen. Die übrigen vorhandenen Registrierkurven habe ich sämtlich durchgesehen und konstatieren können, daß bei allen die Bewegungen der Hygrometerkurve unterhalb  $-40^\circ$  sich auf den ersten Blick als Effekt von Temperaturschwankungen zu erkennen geben. Nur 2 Kurven aus dem Jahre 1905 zeigen eine etwas stärkere Bewegung beim Eintritt in die obere relativ warme Schicht. Die eine, vom 9. Februar (Instr. Nr. 48, ca. 10 Haare, Übertragung 25), sinkt beim Erreichen der Inversion in 0,3 min um 0,4 mm während in derselben Zeit die Temperatur um  $4,6^\circ$  steigt. Es gilt also dasselbe, was unter Nr. 9 bezüglich der raschen Temperaturänderung gesagt wurde;  $\beta$  hat auch in dem vorliegenden Fall einen fast ebenso großen Wert, nämlich  $29 \cdot 10^{-6}$ . Die andre, vom 30. August, zeigt innerhalb der warmen Schicht bei einer plötzlichen, raschen Temperaturzunahme ein Abwärtsgehen des Hygrometers um 0,7 mm. Hier würde  $\beta$  noch größer wie im vorigen Fall; es tritt aber an der fraglichen Stelle eine sonst nicht beobachtete Abnahme der Steiggeschwindigkeit von etwa 6 m/sec auf 1 m/secm. Wenn die Haare, die bei dem benutzten Instrument schräg stehen, auch nur ganz minimal durch den Luftstrom durchgebogen würden, so müßten sie sich beim fast völligen Aufhören des Stroms etwas strecken und eine Bewegung der Schreibfeder in dem angegebenen Sinne hervorrufen. Demnach kann auch dieser, ganz allein dastehende Fall ohne Mitwirkung der rel. Feuchtigkeit zustande gekommen sein.

Die vorstehenden Ausführungen zeigen, daß sämtliche in Straßburg erhaltenen Registrierkurven aller Haarhygrometer — und es sind im Laufe der Jahre Haare verschiedensten Ursprungs verwandt worden — bei Temperaturen unter  $-40^\circ$ , in vollkommener Übereinstimmung mit dem direkten Experiment, auf Änderungen der rel. Feuchtigkeit kaum merklich reagieren, sondern praktisch nur noch thermischen Einflüssen unterworfen sind. Das Haar ist demnach unter jener Grenze unter allen Umständen auch qualitativ ein unbrauchbares Instrument!).

Weiterhin wollen wir unsere Resultate anwenden auf eine Registrierung bei weniger tiefen Temperaturen und zwar wollen wir einen Aufstieg besprechen, bei dem die Verhältnisse

<sup>1)</sup> Mit diesen Resultaten werden auch die Bemerkungen hinfällig, welche ich in dieser Zeitschrift Bd. I, S. 144 über das Verhalten des Haarhygrometers bei niedrigen Temperaturen gemacht habe. Insbesondere läßt sich leider gar nichts aussagen über die Feuchtigkeitsverhältnisse der oberen wärmeren Schicht, da dieselbe bisher stets bei Temperatur unter  $-40^\circ$  begonnen hat. Die Redaktion: H. Hergesell.

so liegen, daß ein Vergleich mit den im Laboratorium angestellten Experimenten zulässig erscheint. Ich wähle den internationalen Aufstieg vom 7. Februar 1907, weil er eine sehr ausgeprägte Inversion mit starker Feuchtigkeitsabnahme aufweist. (Die Feuchtigkeit wurde durch 1 Haar registriert, und ich betone ausdrücklich, daß an den Eichungskurven nachträglich bei der Ausmessung des Aufstiegs nichts korrigiert worden ist; wo Korrekturen, z. B. wegen thermischer Trägheit, angebracht wurden, werde ich es erwähnen.)

Am Boden herrschte an jenem Tage eine Temperatur von  $-3.4^{\circ}$  bei  $78\%$  rel. Feuchtigkeit. Der Ballon stieg in 3 min 15 sec bis zu einer Stratusdecke in 980 m Höhe; während dieser Zeit zeigte die registrierte Kurve kleinere Schwankungen der Feuchtigkeit zwischen 80 und  $92\%$  (letzteren Wert beim Eintritt in den Stratus) und, von einer kleinen Bodeninversion abgesehen, stetige Temperaturabnahme. In der Höhe von fast genau 1200 m werden gerade  $100\%$  bei  $-9.7^{\circ}$  angegeben. Das Hygrometer stellt sich also in der 225 m dicken Wolkenschicht richtig ein. Sofort nach Verlassen der Wolkenschicht steigt die Temperatur sehr rasch (in 1 min 18 sec) von  $-9.7^{\circ}$  auf  $-2.6$ , um dann wieder stetig abzunehmen; das Hygrometer zeigt gleichzeitig stark zunehmende Trockenheit. Die charakteristische Stelle der Kurve, nämlich vom Beginn der Inversion bis zum normalen Verlauf des Temperaturgradienten, ist in der folgenden Tabelle sowohl für den Aufstieg wie für den Abstieg zusammengestellt und in Fig. 3 wiedergegeben.

Tabelle 4.

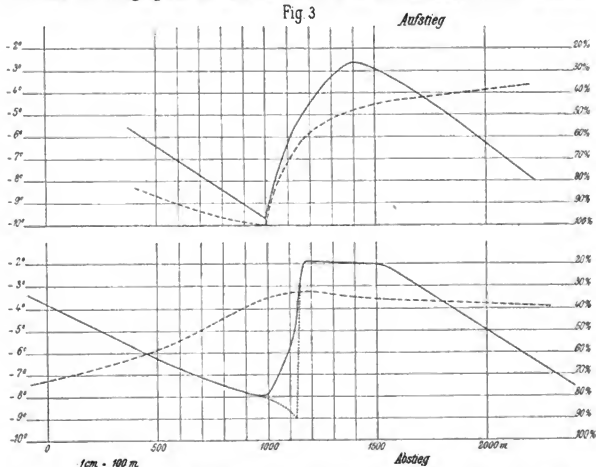
Aufstieg					Abstieg				
Nr.	Zeitdiff. in sec	Temp. in $^{\circ}\text{C}$	rel. Feucht. in %	T	Nr.	Zeitdiff. in sec	Temp. in $^{\circ}\text{C}$	rel. Feucht. in %	T
1	18	-9.7	100	0.5	1	60	-13.0	46	
2	15	-6.5	73	0.7	2	120	-8.9	41	
3	15	-5.0	62	1.2	3	40	-2.1	36	
4	30	-4.1	57	0.9	4	20	-1.9	32	5.3
5	45	-2.6	48	1.4	5	60	-7.9	36	1.6
6	60	-3.5	43	1.8	6	60	-5.0	61	1.7
7	60	-5.6	40		7	60	-3.5	74	
8	60	-7.8	36						
9	60	-9.3	37						

Es ist zunächst zu bemerken, daß dem Punkt 1 beim Aufstieg Nr. 5 beim Abstieg entspricht, ebenso gehören Nr. 5 und Nr. 4 zusammen. Nr. 5 und Nr. 4 stimmen hier auf wenige zehntel Grad überein, da die Trägheit des Thermometers<sup>1)</sup> bei der langsamen Änderung der Temperatur in der Umgebung des Maximums der Inversion nicht ins Gewicht fällt.

<sup>1)</sup> Die Temperaturangaben sind von einem Thermometer aufgezeichnet, das die Firma Bosch in Straßburg nach meinen Angaben hergestellt hat. Es besteht aus 2 aufeinander gelöteten Metallbändern (neuerdings Messing und Nickelstahl) von zusammen nur 0,3–0,4 mm Stärke, hat etwa die Form des Teisserencschen „bimetallischen“ Thermometers, nur ist es viel enger gebogen, besitzt vollkommen die Empfindlichkeit des Hergesellschen Rohrthermometers, hat keinen merklichen toten Gang, ist sehr stabil, hat nur eine sehr geringe Hebel-Übertragung notwendig (etwa 5 bis 10 fache) und ist vom Gestell sorgfältig isoliert ohne Verwendung organischer Substanzen, wie Vulkanfaser und Hartgummi, nur durch Luftzwischenräume. Das Thermometer ist seit September 1906 neben dem Hergesellschen in Straßburg bei allen Aufstiegen benutzt worden und hat sich sehr gut bewährt.

Anders liegen die Verhältnisse im Augenblick des Aus- und später des Eintauchens in die Stratusdecke. Zwar macht die Trägheit beim Aufstieg nicht so viel aus, weil der Ballon mit gerade 5 m/sec steigt und die tiefste Temperatur an der obern Grenze des Nebels ebenso wie das Maximum der Inversion relativ langsam erreicht wird. Die Wirkung des Nachhinkens besteht demnach hier in einer Abflachung der Kurve ohne Änderung der Extrempunkte der Inversion. Beim Abstieg dagegen ist die Geschwindigkeit fast genau doppelt so groß (9 m/sec) und daher der Übergang aus der wärmeren Schicht in die kalte Wolke ein viel plötzlicherer.

Fig 3



Die Höhenzahlen sind relative. Die beiden Kurven sind so gezeichnet, daß die registrierten Temperaturminima in die gleiche Höhe fallen. Eine Eintragung nach den vom Barometer angezeigten Höhen schien wegen der elastischen Nachwirkung der Bourdonröhre unzulässig; außerdem konnte die Schicht ihre Höhenlage etwas geändert haben. — Beim Abstieg gibt die punktierte Kurve den mutmaßlich wahren Verlauf der Temperatur.

In der Tat, während beim Aufstieg die Kurve bei Beginn der Inversion eine Neigung hat, die einer Temperaturänderung von  $19^\circ$  pro min gleichkommt (d. h.  $dt/dz = 19^\circ$ ), zeigt sie beim Abstieg eine solche, daß  $dt/dz = 41^\circ$  wird. Berechnet man nun beim Abstieg für den Trägheitskoeffizienten 0.1 die tiefste Temperatur beim Eintritt in die Wolke, so findet man einen Wert zwischen 9 und  $10^\circ$ , der wieder bis auf wenige zehntel Grad mit dem beim Aufstieg erhaltenen übereinstimmt. (Die Zahl ist natürlich auch schon deswegen um einige Zehntel unsicher, weil der Trägheitskoeffizient in Wahrheit ebensogut 0.08 wie 0.12 betragen könnte.) Das bis jetzt Angeführte soll zeigen, daß die Temperaturverhältnisse beim Auf- und beim Absteigen an

der fraglichen Stelle die gleichen waren. Daß der Temperatursprung ein sehr plötzlicher war, geht schon aus der Tabelle hervor, die beim Aufstieg für 30 sec, beim Abstieg für 20 sec eine Temperaturänderung um 5° angibt; der wahre Sprung war jedoch noch viel schroffer, da in der Tabelle die Zahlen ohne Trägheitskorrektion eingesetzt sind.

Wenn nun der Temperatursprung ein so plötzlicher war, so muß es ohne Zweifel auch der Feuchtigkeitsprung gewesen sein. Wir machen die wahrscheinliche Annahme, daß die rel. Feuchtigkeit sich um den vollen Betrag des Sprungs (auf dem Hinweg von 100 bis 36%, auf dem Rückweg von 32 bis 74%) geändert habe in einer Zeit, die kurz ist gegen den Zeitraum, den das Haar braucht, um die gesamte Änderung zu registrieren. (Hier ist zu bemerken, daß beim Abstieg der Wert von 100% nicht erreicht werden konnte, da das Instrument sich nur etwa 30 sec in der Wolke befand, weiter unten aber, wie aus dem Aufstieg hervorgeht, eine geringere Feuchtigkeit (etwa 90—80%) vorhanden war.) Berechnen wir unter der gemachten Annahme und unter Berücksichtigung der letzten Bemerkung den Trägheitskoeffizienten aus der Registrierkurve, so erhalten wir die Werte in den Kolonnen unter  $\gamma$ . Reduziert man nun diese Zahlen mit Hilfe der Kurve in Fig. 2 auf eine Temperatur von +10° und vergleicht sie mit den in den Bedingungen am nächsten kommenden Beobachtungen der Tabelle 2, in dem man auch hier nötigenfalls die Temperaturkorrektion vornimmt, so läßt sich folgende Tabelle aufstellen.

Tabelle 5.

Aufstieg				Abstieg			
Tabelle 2 Nr.	$\gamma$ red. auf 10°	Tabelle 4 Nr.	$\gamma$ red. auf 10°	Tabelle 2 Nr.	$\gamma$ red. auf 10°	Tabelle 4 Nr.	$\gamma$ red. auf 10°
59	0.2	1—3	0.2	46	0.9	5—6	0.7
60	0.5	3—5	0.5	47	0.7	6—7	0.8
61	0.6	5—7	0.7				

Wie ersichtlich, stimmen die im Laboratorium erhaltenen Trägheitskoeffizienten im gewählten Beispiel mit den aus Registrierballonaufstiegen abgeleiteten ausnehmend gut überein, allerdings unter einer nur wahrscheinlichen, aber nicht streng auf ihre Realität zu prüfenden Voraussetzung. Immerhin beweisen die bisherigen Ausführungen, daß man durch Verwendung des experimentell bestimmten Trägheitskoeffizienten für die Hygrometerkurven der Ballonaufstiege Korrekturen erhält, die mit ihren wahren Werten wenigstens der Größenordnung nach gut übereinstimmen.

Der weitere Verlauf der Registrierkurve vom 7. Februar interessiert uns hier nicht mehr, weil in größeren Höhen nur geringe Schwankungen in der Feuchtigkeitskurve vorkommen, die dann unterhalb der Temperaturen von -30° völlig aufhören.

Um wenigstens die Feuchtigkeitsverhältnisse der ersten Kilometer, und diese sind ja die wichtigsten, einigermaßen richtig bei den Registrierballonaufstiegen zu erhalten, wird es sich auf Grund der vorstehenden Untersuchungen empfehlen, die Aufstiegsgeschwindigkeit möglichst gering zu wählen. Damit dann aber nicht in größeren Höhen die Temperaturen infolge mangelnder Ventilation durch Strahlung gefälscht werden, halte ich eine Methode für angebracht, die von verschiedenen Seiten schon früher und neuerdings in Straßburg auf

Vorschlag meines Kollegen, Herrn Dr. Rempp, zwecks genauer Bestimmung der Windverhältnisse in den untern Schichten der Atmosphäre mehrfach angewandt wurde. Die Methode besteht darin, daß eine gewisse Ballastmenge (es wurde in Straßburg ein Stück von einem unbrauchbar gewordenen Gummiballon an seinem Rande mit mehreren Schnüren versehen und so unterhalb des Instruments aufgehangen, daß ein oben offener Sack, der mit 1–2 kg Alkohol gefüllt werden konnte, entstand) mittels des Hergesellschen Zeitkontakts<sup>1)</sup> nach einer bestimmten Zeit, z. B. wenn der Ballon etwa 4000 erreicht haben mußte, abgeworfen wurde. Die Ballastmenge wurde so gewählt, daß die Ventilationsgröße im Augenblick des Abwerfens mindestens 1 betrug. (Unter Ventilationsgröße das Produkt aus Vertikalgeschwindigkeit und Luftdichte — letztere bei 760 mm und  $\sigma$  gleich 1 gesetzt — verstanden). Die Vertikalgeschwindigkeiten verhalten sich, da der Querschnitt des Ballons mit und ohne angehängten Ballast derselbe ist, wie die Quadratwurzeln aus den Auftrieben. Kennt man daher aus früheren Aufstiegen die Vertikalgeschwindigkeit für eine Ballongröße bei bestimmten freien Auftrieb, so läßt sich ohne weiteres angeben, wieviel Ballast vorhanden sein muß, damit die Ventilationsgröße in z. B. 4000 m Höhe eben noch genügt. Ebenso findet man sofort die Zeit, auf welche der Kontakt eingestellt werden muß.

## A n h a n g.

### Über die Eichung von Haarhygrometern.

In Verlauf unserer Untersuchung haben wir gesehen, daß das Haarhygrometer zwar in vielen Fällen bei Registrierballonaufstiegen höchstens als qualitatives Meßinstrument zu gebrauchen ist, daß es aber auch manchmal, und zwar gerade in den wichtigsten untern Schichten der Atmosphäre quantitativ verwertbare Resultate liefert. Infolgedessen ist auf eine möglichst genaue Eichung des Instruments großer Wert zu legen; wenn es auch nicht oder nur sehr selten gelingen wird, eine absolute Genauigkeit zu erzielen, so sollten doch die Fehler zwischen 100% und 20%, nur wenige Procente betragen. Die Eichung über 20% auszudehnen, hat wenig Wert, da ja schon bei dieser Trockenheit die Tragheit so groß und ungenau bestimmbar ist, daß bei den raschen Änderungen während eines Aufstiegs von einer nur annähernd richtigen Wiedergabe der Feuchtigkeit nicht die Rede sein kann. Dazu kommt noch, daß sich ein völlig ausgetrocknetes Haar bekanntlich unter Umständen in seinen hygrometrischen Eigenschaften verschlechtert.

Wir wollen im folgenden einige Eichungsmethoden besprechen und zwar nur solche, die für die Praxis in Betracht kommen.

Am häufigsten findet wohl die Eichung in der Weise statt, daß man das Instrument in Räumen von verschiedener rel. Feuchtigkeit einige Zeit beläßt, abliest und die so erhaltenen Punkte durch eine Kurve verbindet. Als Raum mit größter rel. Feuchtigkeit wählt man gewöhnlich ein geschlossenes Gefäß, in dem sich flüssiges Wasser befindet. Man erhält nahezu 100% (nach Shaw<sup>2)</sup> 98%), aber nur dann, wenn sämtliche Teile des Raumes genau gleiche Temperatur haben. Würde man z. B. in ihn eine Schale mit Wasser, dessen Temperatur nur 1° niedriger ist als die der Umgebung, stellen, so erhielte man höchstens (bei gewöhnlich

<sup>1)</sup> Dieser Band, p. 96.

<sup>2)</sup> l. c.

vorkommenden Temperaturen) etwa 94%. Diese ungenaue Messung würde man erhalten, wenn man eine Wand des Gefäßes in der Weise durch ein nasses Tuch ersetzt, daß von ihm Wasser verdampfen kann; denn hierdurch würde ein Teil des abgeschlossenen Raumes eine niedrigere Temperatur erhalten als die übrigen und die rel. Feuchtigkeit < 98% sein. Da man die Umstände nicht genau kontrollieren kann, ist es am besten, auch im vorliegenden Fall die Feuchtigkeit mit dem Aspirationspsychrometer zu bestimmen oder aber Nebelbildung hervorzurufen, wie es bei dem auf Seite 100 angegebenen Versuch geschehen ist. Man erhält Nebel sehr leicht, wenn man unter die Glocke einer Luftpumpe eine Schale mit angewärmtem Wasser solange stehen läßt, bis sich die Wände beschlagen haben; dann entfernt man das Wasser, bringt das Instrument an seine Stelle, wartet einige Minuten und evakuiert bis zur Nebelbildung. Sobald sie eintritt, stellt man das Evakuieren ein, bis der Nebel verschwunden ist, um dann in derselben Weise in Absätzen weiter zu pumpen. Nach 2–3 min hat sich das Hygrometer, wenigstens wenn kein allzu dickes Haarbündel verwandt wird, richtig eingestellt.

Weitere Punkte der Eichungskurve erhält man durch Vergleich mit dem Aspirationspsychrometer. Muß man hierbei verschiedene temperierte Räume benutzen, so ist zum mindesten notwendig, vor der Messung stets den Temperaturausgleich zwischen Gestell und Umgebung abzuwarten, da andernfalls merkliche Fehler eintreten; auch ist es gut, die Temperaturkorrektur, wenigstens bei großen Temperaturunterschieden, anzubringen.

Die erhaltenen Punkte darf man nur dann ohne weiteres durch eine möglichst stetig gekrümmte Kurve verbinden, wenn sie dicht liegen (in ca. 20% rel. Feuchtigkeit Abstand). Sind dagegen die Abstände größer, und muß man außerdem extrapolieren, so ist es am sichersten, wenn man hierbei die von Gay-Lussac gemessenen Beziehungen zwischen Haarlänge und rel. Feuchtigkeit zugrunde legt. Deshalb will ich hier für verschiedene rel. Feuchtigkeiten die Verkürzung  $\Delta L$  des Haares in Prozenten der Gesamtverkürzung, wie sie der genannte Forscher gefunden hat, wiedergeben<sup>1)</sup>.

Rel. Feuchtigkeit	$\Delta L$	Rel. Feuchtigkeit	$\Delta L$
100%	0.0	40%	36.3
90%	4.6	30%	47.2
80%	9.5	20%	61.2
70%	14.8	10%	79.1
60%	20.8	0%	100.0
50%	27.8		

Bei den weiter unten beschriebenen Versuchen stellte sich heraus, daß die von mir benutzten Haare bis zu 10% herab eine Eichungskurve lieferten, die an allen Stellen bis auf höchstens 2% mit obigen Zahlen übereinstimmte, sobald man nur darauf achtete, daß der kurze Hebel auf der Achse der Schreibfeder bei 30–40% rel. Feuchtigkeit senkrecht auf der Richtung des Haares stand. Deshalb genügte schon die Bestimmung für 2 (etwa um 30% auseinanderliegende) Feuchtigkeitsgrade, um die ganze Eichungskurve mit ausreichender Genauigkeit zeichnen zu können, nur ist natürlich Bedingung, daß die beiden Punkte sehr genau gemessen werden. Die bis jetzt behandelte Methode ist entschieden bequem, doch ist

<sup>1)</sup> Biot, Lehrbuch der Physik, deutsch von Fechner, Halle 1828 B. I., p. 340. Ich will hier anführen, daß die graphische Darstellung Pırchers (Denkschriften d. Kaisl. Akad. d. Wissenschaften, Band 73, Wien 1901, S. 272) von obigen Zahlen an einzelnen Punkten bis 4% abweicht.

man nie ganz sicher, ob das gerade verwendete Haar sich auch entsprechend den Gay-Lussacschen Zahlen verkürzt. Hat man jedoch einmal durch einen ausführlichen Versuch die Übereinstimmung festgestellt oder eine individuelle Kurve konstruiert, so wird man sich bei Wiederholung der Eichung auf 2 Punkte beschränken können.

Bei der bisher besprochenen Methode gelingt es nur selten, das Haar bei rel. Feuchtigkeit von weniger als 40% zu eichen, häufig kommt man sogar nur bis etwa 50%; der Rest der Kurve muß extrapoliert werden. Will man das vermeiden, so muß künstlich ein Raum mit größerer Trockenheit hergestellt werden, was auf verschiedenen Wegen geschehen kann.

Man kann das Instrument zusammen mit Phosphorpenoxyd oder konzentrierter Schwefelsäure in ein gut verschlossenes Gefäß bringen, worin sich dann nach einigen Stunden nahezu 0% rel. Feuchtigkeit einstellt; bedeutend schneller geht die Austrocknung vor sich, wenn man gleichzeitig evakuiert. Ein Nachteil besteht darin, daß manche Haare bekanntlich durch völlige Austrocknung leiden, und daß man daher im einzelnen Fall nicht sicher ist, ob nachher das Haar dieselben Eigenschaften hat wie vorher. Zum mindesten ist es notwendig, das Hygrometer vor dem Aufstieg nochmals etwa 100% rel. Feuchtigkeit auszusetzen.

Erheblich komplizierter ist die Methode von Ferguson<sup>1)</sup>, der Luft von Zimmertemperatur und mittlerem Wasserdampfgehalt in Heizröhren auf ca. 50° erwärmt und durch einen Behälter saugen ließ, der neben dem Hygrometer ein Psychrometer und einen Ventilator enthielt. Auf diesem Wege konnte er bis auf etwa 10% heruntergehen.

Eine dritte Methode, die gewisse Vorzüge bietet, will ich im folgenden angeben. Dabei greife ich auf eine sehr alte Idee zurück, die aber meines Wissens keine praktische Verwendung gefunden hat. Sie scheint zuerst von Lambert<sup>2)</sup> ausgesprochen worden zu sein und beruht auf der Erwägung, daß in einem geschlossenen Gefäß, in das Feuchtigkeit nicht hineingelangen kann, und in dem bei dem Druck  $P_0$  eine rel. Feuchtigkeit  $R_0$  enthalten ist, nach einer Verringerung des Drucks auf  $P$  die rel. Feuchtigkeit

$$R = R_0 \frac{P}{P_0}$$

betragen müsse, konstante Temperatur vorausgesetzt. Doch schon Saussure<sup>3)</sup> zeigte, daß ein derartiges Gesetz nicht ohne weiteres gültig sei. Ich werde im folgenden nachzuweisen versuchen, daß dennoch durch einfache Luftdruckerniedrigung eine ausreichende Hygrometereichung zu erzielen ist.

Wie gesagt, gilt die eben angeführte einfache Beziehung nicht, vielmehr zeigen die Versuche, daß  $R$  größer bleibt als die Formel verlangt. Das kann nur dadurch erklärt werden, daß von den Wandungen des Gefäßes bei zunehmender Trockenheit Wasser verdampft und so jene Gesetzmäßigkeit verdeckt wird. Wir wollen uns zunächst überlegen, in welcher Weise diese Verdampfung die Formel beeinflusst.

Nach Warburg und Ihmori<sup>1)</sup> rührt die Wasserhaut des Glases vom Gehalt an freiem Alkali an seiner Oberfläche her, das immer soviel Wasser aus der Luft aufnimmt oder an sie abgibt, daß der Dampfdruck der so entstandenen Lösung gleich dem der äußeren Luft ist. Nun wird durch das Auspumpen der Dampfdruck in der Glocke erniedrigt, die Konzentration der Alkalilösung muß daher größer werden, d. h. die Glasoberfläche gibt Wasser ab. Die Gesetzmäßigkeit, nach der die Abnahme der rel. Feuchtigkeit mit der Luftdruckerniedrigung zusammenhängt, ist leicht gewonnen; sie lautet

<sup>1)</sup> l. c.

<sup>2)</sup> Saussure l. c. 118.

<sup>3)</sup> l. c. 118 ff.



$$dR = \frac{R}{P} dP - f(dR) \quad (1)$$

Die Gleichung sagt aus, daß in der oben auf Seite 119 angegebenen Formel noch ein additives Glied, das eine Funktion von  $dR$  ist, hinzukommt. Zunächst müssen wir uns über die Funktion  $f(dR)$  orientieren. Sie gibt einfach die Feuchtigkeitserhöhung durch das von der Glaswand verdunstende Wasser und ist für ein und dieselbe Rezipientenglocke proportional der pro  $\text{cm}^2$  Fläche abgegebenen Wassermenge. Nimmt man auf der Glasoberfläche eine bestimmte, unveränderliche Alkalimenge an und kennt man die Dampfspannungen verschiedener konzentrierter Alkalilösungen, so läßt sich die zu jeder Dampfdruckverminderung gehörige Wasserabgabe berechnen. Diese Rechnung wurde nach den Daten in der Tabellensammlung von Landolt-Börnstein (2. Aufl. p. 151 u. 153) für KOH und die Temperatur  $0^\circ$  und  $100^\circ$  ausgeführt. Dabei zeigte sich, daß bei den genannten Temperaturen die Wasserdampfabgabe in der Nähe von  $100\%$  sehr groß ist, bald rasch abnimmt und von etwa  $75\%$  ab nahezu proportional  $dR$  ist. Der Einfluß der Temperatur äußert sich in der Weise, daß bei einer bestimmten rel. Feuchtigkeit, sagen wir  $50\%$ , bei  $100^\circ$  noch nicht doppelt soviel Wasserdampf abgegeben wird wie bei  $0^\circ$ , und daß daher, wenn die Messungen in bewohnten Räumen stattfinden, die Abgabe sich höchstens um  $1/30$  bis  $1/20$  bei den vorkommenden Temperaturen ändert. Wir können daher für unsere Zwecke  $f(dR)$  als unabhängig von der Temperatur annehmen und setzen

$$f(dR) = \alpha \times dR$$

wo dann  $\alpha$  nur noch von der Größe der Glocke und der chemischen Beschaffenheit ihrer Innenfläche, nicht aber von  $R$  (vorausgesetzt, daß  $R < 75\%$ ) und der Temperatur des Versuchsaumes abhängt.

Unter diesen Umständen läßt sich Gleichung (1) integrieren, und wir erhalten zwischen den Grenzen  $P_0$  und  $P$ ,  $R_0$  und  $R$  die Beziehung

$$(1 + \alpha) \log \frac{R_0}{R} = \log \frac{P_0}{P}$$

oder

$$\log R = \log R_0 - \frac{\log \frac{P_0}{P}}{1 + \alpha} \quad (2a)$$

und

$$R = \frac{R_0}{\sqrt[1+\alpha]{P_0 \cdot P}} \quad (2b)$$

(Formel 2b ist bei Benutzung eines Rechenschiebers die bequemere).

$\alpha$  läßt sich nicht berechnen, da es vom unbekanntem Alkaligehalt der Glasoberfläche, außerdem aber auch von der evt. auf den eingeschlossenen Apparaten vorhandenen Wasserschicht abhängt. Dagegen ergibt es sich aus Formel (2a oder b), wenn  $R$ ,  $R_0$ ,  $P$  und  $P_0$  experimentell ermittelt sind. Die Bestimmung dieser Größen wird demnach unsere nächste Aufgabe sein.

$P_0$  und  $P$  wurden direkt an dem mit der Luftpumpe verbundenen Barometer abgelesen.  $R_0$ , das heißt die rel. Feuchtigkeit in der Glocke vor Beginn des Evakuierens, wurde durch das Hygrometer selbst bestimmt, indem man es auf den Pumpenteller stellte, die rel. Feuchtigkeit des Raumes mit dem Aspirationspsychrometer maß, dann die Glocke überstülpte und etwa 15 min wartete. War die rel. Feuchtigkeit in der Glocke dieselbe wie im Außenraum, so änderte das Hygrometer seinen Stand nicht, im andern Falle stieg oder fiel es. Da kurze Zeit später in sofort zu beschreibender Weise ein zweiter Punkt der Eichkurve bestimmt wurde, konnte dieselbe nach den Gay-Lussacschen Zahlen konstruiert und aus ihr die Änderung

der rel. Feuchtigkeit in der Glocke entnommen werden; hierbei erhielt man unter allen Umständen richtige Werte von  $R_p$ , da sich die rel. Feuchtigkeit in der Glocke immer nur um wenige Prozente von der direkt gemessenen des Außenraums unterschied und somit eine evtl. vorhandene Abweichung der ergänzten Kurve von der wahren ohne Einfluß blieb.

Zur Messung von  $R$  nach stattgehabter Luftverdünnung hätte man das Kondensationshygrometer in irgend einer Form verwenden können. Da jedoch diese Hygrometer nur bei größter Vorsicht wirklich genaue Angaben liefern, würde ein anderer Weg vorgezogen, der darin bestand, daß man einen ganz bestimmten Taupunkt, der möglichst wenig unter dem in der Glocke nach der Verdünnung vorhandenen lag, künstlich herstellte. Der hierbei abgelesene Stand des Hygrometers gab den 2. Punkt der Eichungskurve, die, wie gesagt nach den Gay-Lussacschen Zahlen ausgezogen wurde, und auf der der wahre Wert von  $R$ , der zu dem erniedrigten Luftdruck  $P$  gehörte, abgelesen werden konnte.

Der gewünschte Taupunkt wurde in folgender Weise erhalten: ein Glasrohr von ca. 1 cm innerer Weite war an einem Ende zu einer dünnwandigen Kugel von ca.  $10\text{ cm}^3$  Inhalt ausgeblasen, während das andere durch den Gummipfropfen der Luftpumpenglocke führte. Die Kugel enthielt das Gefäß eines Quecksilber- oder Alkoholthermometers, dessen Stand durch das Glasrohr hindurch abgelesen wurde, und erhielt eine Füllung von Äthyläther. Das offene Ende stand mit einer Wasserstrahlpumpe in Verbindung, durch die der Luftdruck über dem Äther erniedrigt werden konnte. Durch Evakuieren ließ sich die Temperatur des Äthers bis auf  $-39^\circ$  erniedrigen und beliebig lange auf diesem Stand erhalten. Durch Einschalten von Wassersäulen (Quecksilber wird durch den käuflichen Äther zu stark oxydiert) konnte man jede beliebige, höhere Temperatur erzielen, z. B. durch eine etwa 1 m hohe eine solche von ca.  $-10^\circ$ .

Unsere Methode, die übrigens im Prinzip auch von Warburg und Ihmori<sup>1)</sup> angewandt wurde, hat gegenüber der Kondensationsmethode den Vorteil, daß die unsichere Beobachtung des ersten Taubeschlags wegfällt; ferner sind Temperaturschichtungen ausgeschlossen, da die Abkühlung des Äthers an seiner Oberfläche erfolgt und dabei so langsam vor sich geht, daß die Temperatur in der Kugel längere Zeit, (mindestens eine halbe Stunde) bis auf 1 bis 2 Zehntel Grad konstant bleibt. Weiterhin lassen sich Taupunkte erreichen, die beim Durchsaugen von Luft durch den Äther nach der Regnaultschen Methode nicht erhalten werden können. Und es handelte sich in unserem Falle gerade um sehr niedrige Taupunkte (meist zwischen  $-12^\circ$  und  $-20^\circ$ ).

Nach dem Gesagten gestalteten sich die Versuche in folgender Weise. Etwa eine Viertelstunde nach dem Überstülpen der Glocke über das zu eichende Instrument wurde evakuiert bis zum Druck  $P$ . Hierbei war die Geschwindigkeit des Auspumpens gleichgültig, obwohl zunächst infolge der Abkühlung der Luft durch die Verdünnung die rel. Feuchtigkeit steigt und man annehmen könnte, daß sich Wasserdampf an den Wandungen niederschlägt, der erst später wieder verdampft; dadurch müßte ein Fehler entstehen. Das ist aber nicht der Fall, da die Glocke den raschen Temperaturänderungen der Luft nicht folgt, die ihr direkt anliegende Luftschicht sich demnach nicht abkühlt und somit aller vorhandene Wasserdampf in der Luft verbleibt, um entsprechend der Verdünnung abgesaugt zu werden. Das Auspumpen wurde mit Wasserstrahlpumpen besorgt, wobei natürlich eine Waschflasche mit etwas Quecksilber zwischengeschaltet war, sodaß von den Pumpen kein Wasserdampf in die Glocke gelangen konnte. Etwa 10 min nach Beendigung des Evakuierens schrieb das Hygrometer horizontal; es wurde jedoch mindestens eine halbe Stunde gewartet, bis mit

<sup>1)</sup> l. c.

dem Auspumpen des Äthergefäßes begonnen wurde. Sobald die erste Taubildung auf der Kugel zu bemerken war, wurde die Temperatur durch Regulierung der eingeschalteten Wasserhöhen auf dem erreichten Standpunkt konstant erhalten. Nach kurzer Zeit hatte sich die Kugel gleichmäßig mit Eiskristallen (der Taupunkt lag bei allen Versuchen unter 0°) überzogen, und nach etwa 30 min schrieb das Hygrometer wieder horizontal, d. h. jetzt entsprach der Taupunkt der eingeschlossenen verdünnten Luft der Temperatur des Äthers. Auch hier wurde der Sicherheit halber noch weitere 15 bis 30 min gewartet, bevor die Pumpen abgestellt wurden. Während des ganzen Versuchs wurde die Temperatur der Luft in der Glocke in nächster Nähe des Haares kontrolliert. Aus der Stellung des Hygrometers direkt vor Beginn der Druckerniedrigung im Äthergefäß ließ sich dann in der oben angegebenen Weise das in diesem Augenblick in der Glocke R ableiten.

Zur Kontrolle wurde einigemal zum Schluß des Versuchs durch elektrische Auslösung eine mit Phosphorperoxyd gefüllte verschlossene Röhre unter der Glocke in eine Schale entleert und etwa 2 Stunden gewartet, sodaß sich in dem stark luftverdünnten Raum nahezu absolute Trockenheit einstellen mußte. Dabei ergab sich, daß der so erhaltene dritte Punkt der Eichungskurve in die durch die beiden andern gelegte Gay-Lussacsche Kurve hineinfiel, daß also die Bestimmung des zweiten Punktes richtig gewesen war.

Man hat so alle Stücke, um  $\alpha$  berechnen zu können. Ich habe eine Reihe von Messungen ausgeführt und zwar zuerst für eine Glocke in gewöhnlichem Zustande. In Tabelle 6 geben die Versuche Nr. 1 bis 12 für verschiedene Temperaturen T und für verschiedene Anfangswerte  $R_0$  der rel. Feuchtigkeit die jedesmalige Größe von  $1 + \alpha$ . Man sieht, daß die Zahlen nahe beim Mittelwert 1.32 liegen. Der Einfluß eines ungenauen Wertes von  $1 + \alpha$  läßt sich aus folgenden Angaben erkennen: Für  $P_0 = 750$ ,  $P = 200$  und  $R_0 = 60$  findet man

$$\begin{aligned} R &= 20\%_{00} & \text{wenn } 1 + \alpha &= 1.2 \\ &= 21.5\%_{00} & \text{,, } 1 + \alpha &= 1.3 \\ &= 23.5\%_{00} & \text{,, } 1 + \alpha &= 1.4 \end{aligned}$$

gesetzt wird. Ist  $R_0$  kleiner, so werden auch die Unterschiede von R geringer. Die Zahlen zeigen, daß ein Fehler von  $1 + \alpha$  um 1 Einheit der ersten Dezimale einen Fehler von nur  $1,5-2\%$  für eine rel. Feuchtigkeit  $20\%$  verursacht und daß in der Regel, wie Tabelle 6, Nr. 1-12 lehrt, die Fehler noch viel geringer sind.

Es schien mir der Versuch wünschenswert, festzustellen, ob sich nicht auf irgend eine Weise die hygroskopischen Eigenschaften des Glases unschädlich machen lassen, d. h. ob sich der Wert von  $\alpha$  nicht herabmindern lasse. Zuerst wurde nach dem Vorschlag von Warburg und Ihori<sup>1)</sup> durch Behandlung mit kochendem Wasser die hygroskopischen Eigenschaften zu verkleinern versucht; ich erzielte aber hiermit ebensowenig wie durch Auswaschen mit Fluorwasserstoffsäure einen merkbaren Erfolg. Hierauf überzog ich die Glocke innen ebenso wie den Teller mit einer alkoholischen Schellacklösung. Nach sorgfältigem Trocknen (die Glocke stand ca. 24 Stunden evakuiert unter Einschluf von Phosphorperoxyd) wurde  $1 + \alpha$  gemessen und bedeutend größer, im Mittel nämlich gleich 1.87 (vergl. Nr. 13-16 der Tabelle) gefunden; nachfolgendes Wassern änderte nicht viel (Nr. 17). Auch ein Öllack (Nr. 18-20) lieferte einen großen Wert von  $1 + \alpha$ . Dagegen wurde durch Überstreichen der Glocke mit Asphaltack, der verdünnt, sodaß das Glas durchsichtig blieb, aufgetragen wurde,  $\alpha$  um ein unbedeutendes vermindert. Vor jedem Anstrich erfolgte selbstverständlich eine sorgfältige Reinigung, Wässerung und Trocknung. Aus dem Gesagten geht hervor, daß  $1 + \alpha$  tatsächlich

<sup>1)</sup> l. c.

von der Oberflächenbeschaffenheit der Pumpenglocke abhängt, daß ich aber eine Verringerung dieses Wertes nicht erreicht habe.<sup>1)</sup>

Inwieweit eine evtl. auf dem zu eichenden Instrument vorhandene Wasserhaut, und etwa dem Dichtungsmittel (sog. wasserfreies Lanolin), sowie dem Kautschukstöpsel entstammender Wasserdampf zum Wert von  $1 + a$  beitragen, läßt sich nicht ohne weiteres feststellen; immerhin war die Gesamtfläche des Glases vielmal größer als die Oberflächen der genannten Dinge, sodaß ihm wohl die Hauptrolle zufällt.<sup>2)</sup>

Tabelle 6.

Nr.	P <sub>0</sub> mm	P mm	R <sub>0</sub> %	R %	1 + a	T °C	Bemerkungen	
1	743	628	74	64	1.16	- 1	1 bis 12: Glasglocke in gewöhnlichem Zustand. Mittel: 1.32.	
2	763	546	76	58	1.23	8		
3	760	435	52	36	1.52	10	13 bis 16: Glocke mit Schellack gestrichen. Mittel: 1.87.	
4	738	334	60	34	1.39	6		
5	725	298	59	31	1.38	5		
6	763	248	76	31	1.35	8		
7	735	331	54	30	1.36	5		
8	743	225	74	30	1.33	- 1		
9	760	194	52	21	1.50	10		
10	748	180	68	22	1.27	9		
11	727	140	67	22	1.32	10		
12	745	150	70	22	1.37	10		
13	753	190	60	27	1.73	7		
14	756	185	59	28	1.95	10		
15	758	259	41	22	1.73	11		
16	748	178	46	23	2.07	14	Dasselbe, aber gewässert. 18 bis 20: Öllack. Mittel: 1.60.	
17	733	130	51	17	1.68	14		
18	758	165	46	18	1.65	12		
19	758	48	46	10	1.71	12		
20	759	200	50	20	1.45	10		
21	754	187	46	16	1.32	16		21 bis 30: Glocke mit Asphaltack gestrichen. Mittel: 1.28.
22	761	190	51	16	1.21	14		
23	761	190	54	17	1.18	13		
24	737	164	68	22	1.30	14		
25	740	183	66	22	1.25	13		
26	743	143	62	19	1.36	13		
27	749	180	45	16	1.39	11		
28	745	172	57	16	1.21	14		
29	743	180	56	19	1.32	11		
30	745	105	54	12	1.30	11		

Die Versuche der Tabelle 6 sind im Verlauf mehrerer Monate ausgeführt, wobei die einzelnen Lacke mehrmals in größeren Zeitabständen zur Verwendung gelangten unter ver-

<sup>1)</sup> Ich gedenke noch einige Lacke durchzuprobieren, will aber mit der Veröffentlichung dieser Arbeit nicht so lange warten, da diese Versuche noch einige Monate Zeit in Anspruch nehmen werden.

<sup>2)</sup> Die Dicke der Wasserhaut läßt sich leicht berechnen unter der Annahme, daß sie die Dichte des Wassers von 4° habe und gleichmäßig über die Wandung verteilt sei. Wir setzen  $d_f$  gleich der Änderung

schiedenen Bedingungen. Am gleichmäßigsten verhielt sich dabei der Asphaltlack, der außerdem auch den geringsten Wert von  $1 + \alpha$  lieferte. Man wird daher jederzeit mit der benutzten Glocke und dem Mittelwert  $1 + \alpha = 1.28$  die Eichung eines Hygrometers bis zu ca. 20% mit einer Genauigkeit von 1 bis 2% ausführen können.

Die Methode der Luftdruckerniedrigung hat, wie sich aus dem Gesagten ergibt, folgende Vorteile. Sie ist bequem, da sie mit der Druckeichung des Instruments zusammen vorgenommen werden kann, sie trocknet das Haar nicht übermäßig aus, ist völlig unabhängig von Jahreszeit und Temperaturverhältnissen (es wird nur für einen Teil der Messung, nämlich direkt vor der Luftdruckerniedrigung und vor der Herstellung des künstlichen Taupunkts, nahezu gleiche Temperatur vorausgesetzt) und ermöglicht mit großer Genauigkeit Eichungen bis zu ca. 20% rel. Feuchtigkeit.

der absoluten Feuchtigkeit in der Glocke infolge des Verdampfens der Wasserhaut;  $F$  sei der Maximalwert der abs. Feuchtigkeit bei der gerade herrschenden Temperatur,  $d x$  sei die Verminderung der Dicke der Wasserhaut infolge der Verdampfung,  $O$  die Oberfläche,  $V$  das Volumen der Glocke. Dann besteht die Beziehung

$$d f = \frac{O}{V} d x$$

Tritt in der Glocke eine Verminderung der rel. Feuchtigkeit um  $d R$  ein, so ist gleichzeitig infolge Verdampfung von der Wandung definitionsgemäß (Seite 120) eine Vermehrung um

$$\alpha \times d R$$

eingetreten.

Es ist aber

$$d R = \frac{d f}{F}$$

und der Vermehrung  $\alpha \times d R$  entspricht eine Wasserdampfahgabe  $\alpha \times \frac{d f}{F}$ . Obige Gleichung geht daher über in

$$\alpha \times d R \times F = \frac{O}{V} d x$$

und

$$d x = \frac{\alpha \times F \times V}{O} d R$$

Für  $d R = 1\%$  und  $F = 12.8$  (bei  $+15^\circ$ ) und außerdem bei Verwendung einer etwa zylindrischen Glocke wird, wenn  $\alpha = 0.32$  gesetzt wird

$$d x = \frac{r \times h}{2(r+h)} \times \frac{12.8}{100} \times 0.32$$

wo  $r$  der Radius und  $h$  die Höhe der Glocke ist. Bei unsern Versuchen war  $r = 10.5$  cm,  $h = 31$  cm, sodaß wir erhalten

$$d x = 0.15 \times 10^{-6} \text{ cm}$$

Warburg und Ihmori (l. c. p. 497) fanden für dieselbe Temperatur für eine bestimmte Glassorte durch Wägung

$$d x = 0.015 \text{ cm} \times 10^{-6}$$

für 1% Abnahme der rel. Feuchtigkeit zwischen 60 und 30%, d. h. einen Wert von derselben Größenordnung, aber immerhin einen 10mal kleineren.

# Örtliches Windminimum, unterer und oberer Wind.

Von

FRIEDRICH RITTER.

Mit 2 Figuren im Text.

Bekanntlich hat sich gezeigt, daß in Bodennähe der Wind gegen Mittag an Stärke zunimmt. In den Jahren 1905 und 1906 zu Wien von mir (Verfasser) angestellte Messungen haben als mittlere Windstärke und zwar:

	Tageszeit			
	6—10 h früh	11—3 h mittags	4—8 h abends	Durchschnitt
in m/sec. ausgedrückt . . . . .	3.93	5.54	4.45	4.64
in Verhältniszahlen . . . . .	0.85	1.19	0.96	1.00

ergeben.

Im Verhältnis zum Durchschnitt während der 14—15 Stunden des Tages weht hiernach in Bodennähe der Wind zu Mittag um ca. 19% stärker.

Wie verhält sich die Windgeschwindigkeit, wenn man vom Boden aufwärts steigt? Aus Fahrten im Ballon hat man in Norddeutschland<sup>1)</sup> die Windstärke bis zu mehreren tausend Meter Höhe in Vielfachen der unteren Stärke, welche zu Potsdam durchschnittlich 5.50 m/sec beträgt, festgestellt und im Mittel gefunden:

bei Höhe in Meter von	Windgeschwindigkeit	
	in Vielfachen der unteren	d. i. in Meter per Sekunde
1000—2000 . . . . .	1.95	10.7
2000—3000 . . . . .	2.15	11.8
3000—4000 . . . . .	2.5	13.7
4000—5000 . . . . .	3.1	21.0
5000—6000 und mehr . . . . .	4.5	24.7

Die Windstärke nimmt nach diesen Zahlen mit der Höhe über dem Boden zu.

In Kitzbühel (Nord-) und Innichen (Südtirol) habe ich (Verfasser) in den Jahren 1899—1906 die Geschwindigkeit, mit welcher sich die Wolken in verschiedenen Höhen bewegen, gemessen. Die Höhe der Wolke wurde nach der Höhe benachbarter Berge, nach Höhe und Lage des Wolkenschattens u. dergl. ermittelt und dabei die Winkelgeschwindigkeit  $u$ , mit welcher sich die Wolke, von der Höhe des Beobachters aus gesehen, bewegt, beobachtet. Beträgt der Höhenunterschied zwischen Wolke und Beobachter  $H$ , so kann, wie schon Vettin<sup>2)</sup> u. A. getan haben, die Geschwindigkeit der Wolke

$$v = Hu$$

gesetzt werden: Kitzbühel liegt 750—800 m, Innichen ca. 1200 m über dem Meer.

<sup>1)</sup> Asmann und Berson, Wissenschaftliche Luftfahrten, 1000, Band III, Seite 205—210.

<sup>2)</sup> Luftströmungen über Berlin, Zeitschr. d. Vereins zur Förderung der Luftschifffahrt, 1886.

Für die Sommermonate Juli–September hat sich in dieser Weise als Durchschnitt mehrerer hundert Beobachtungen:

bei Höhe über dem Meer von	die Windgeschwindigkeit in m/sec.	
	über Kitzbühel, Nordtirol	über Innichen, Südtirol
1500 m . . . . . zu	4.0	.
2000 " . . . . . "	6.2	.
3000 " . . . . . "	8.8	3.1
5000 " . . . . . "	.	4.0

erkennen lassen.

Gegenüber den norddeutschen Messungen zeigt sich nach diesen Zahlen bei gleicher Meereshöhe die Windgeschwindigkeit in Nord- und Südtirol geringer; sie nimmt aber auch an diesen Orten mit der Höhe über dem Boden zu.

Für Höhen unter 1000 m, welche in den vorstehenden Zahlen nicht enthalten sind, wird bei den norddeutschen Ballonfahrten<sup>1)</sup> angegeben, daß das gewöhnlich rasche Aufsteigen eines Ballons zu Beginn der Fahrt die Beurteilung der Horizontalbewegung desselben in geringer Höhe erschwert.

Sucht man daher nach anderen Daten, so finden sich für Paris<sup>2)</sup> Angaben, aus welchen sich als Durchschnittsgeschwindigkeit des Windes berechnet:

Bezeichnung	Höhe über dem Boden in Meter	Windgeschwindigkeit					
		in m per Sekunde			in Verhältniszahlen		
		bei Tag, 6 früh bis 8 abends	in der übrigen Zeit d. i. nachts	Ges. Tagesdurchschnitt	bei Tag	bei Nacht	Gesamttag
Höhe des Eiffelturms . . . . .	303	6.12	8.18	7.08	1.00	1.33	1.16
Höhe des Bureau central météorologique . . . . .	21	2.49	1.77	2.22	1.00	0.72	0.89
Bodennähe 7 Uhr früh Durchschnitt 1897/98 nach den meteorologischen Tagesberichten 2.02 Beaufort gegen 1.75 in Wien, somit in m/sec. nach oben Paris ungefähr $\frac{2.02}{1.75} \times 4.64 =$ . . . . .	0	5.6	.	.	.	.	.

Nach diesen Zahlen nimmt die Stärke des Windes auch in geringeren Höhen als 1000 m über dem Boden zu.

Bemerkenswerterweise scheint aber die Zunahme nicht am Boden selbst, sondern erst in einer gewissen Höhe darüber, in Paris ungefähr 21 m hoch, zu beginnen, während sich unterhalb die Windstärke von Bodennähe aufwärts vermindert.

Ferner zeigt sich, wie auch an anderen Orten<sup>3)</sup> erkannt wurde, im Tageswechsel der

<sup>1)</sup> Assmann und Berson, Wissenschaftliche Luftfahrten III Seite 205/207 und 214/216.

<sup>2)</sup> Zentralblatt der Bauverwaltung 1, Febr. 1890.

<sup>3)</sup> Vergl. Hann, Meteorologie, 1901, Seite 392/394 u. A.

Windstärken bei einer gewissen Höhe über dem Boden eine Umkehrung; 303 m hoch am Eiffelturm erscheint nicht wie unten zu Mittag, sondern des Nachts die Windstärke am größten.

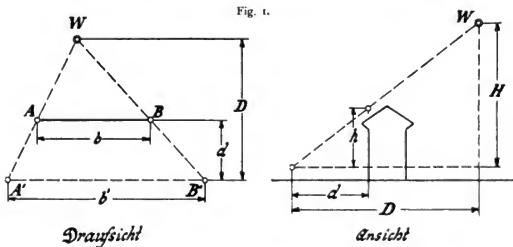
Hiernach zu schließen, hätte man einen in Bodennähe wehenden und nach oben zu abnehmenden unteren und von einer gewissen Höhe an einen nach oben zunehmenden oberen Wind zu unterscheiden<sup>1)</sup>.

Andere Messungen auf Türmen, nämlich<sup>2)</sup>:

Beobachtungsort	Höhe über Boden in m	Windgeschw. in m/sec.	Gattung des Windes	Höhe des Übergangs von unterem zum oberem Winde in m
Straßburg, Wasserturm . . . .	52	4.2	unterer Wind	} zwischen 52 u. 144
„ Münsterspitze . . . . .	144	5.9	oberer „	
Wien, Favoritenstraße . . . .	24	2.5	unterer „	} über 24
Potsdam (Bodennähe) . . . . .	c°. 0	(5.5)	„ „	
„ Observatorium . . . . .	41	4.4	„ „	} über 41
Kremsmünster . . . . .	54	„	„ „	
Prag . . . . .	58	„	unterer — oberer Wind	ungefähr 58

dürften dies bestätigen.

Um genaueres über diese mir (Verfasser) wichtig scheinenden Verhältnisse zu erfahren, unternahm ich (Verfasser) es, ähnlich wie im Gebirge auch zu Wien und anderen Orten die Windstärke über dem Boden an der Bewegung der in der Luft schwimmenden Wolken zu messen und bediente mich hiebei des nachstehend beschriebenen Verfahrens:



Die Wolke W bewege sich über und parallel einer Haus- oder Häuserfront von bekannter d. i. gemessener Länge  $AB = b$  (Basis).

<sup>1)</sup> Vergl. Trabert, Meteorologie 1904, wo nach «normalem» (oberem) und «abnormalem» (unterem) Wind unterschieden wird.

<sup>2)</sup> Vergl. Hann, Meteorologie 1906, Seite 394; Assmann und Berson, Wissenschaftliche Luftfahrten III, Seite 206—210.

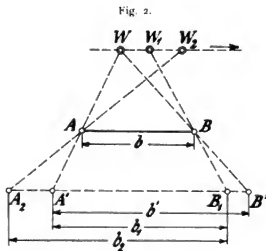


Der Beobachter folge in einer Entfernung  $d$  vor der Hausfront und nach einer dieser ebenfalls parallelen Linie  $A'B'$  der Wolkenbewegung, so daß er, bei  $A'$  beginnend, die Wolke senkrecht über dem Anfang  $A$ , bei  $B'$  endigend die Wolke senkrecht über dem Ende  $B$  der Basis sehen sieht.

Nehmen wir an, daß die Wolke stille stehe, so wird der Beobachter, indem er von  $B'$  gegen  $A'$  zurückgeht, die Wolke im Punkte  $A'$  noch über dem Basisanfang  $A$  stehen sehen. Hierbei hat er beim Hin- wie Zurückgehen, einen Weg  $A'B' = b'$  zurückgelegt, welcher größer ist als die Basislänge  $b$ .

Die Horizontalentfernung vom Beobachter bis zur Wolke  $D$  beträgt das  $\frac{b'}{b'-b}$ -fache der Entfernung Beobachter — Basis  $d$ , und wenn  $h$  die scheinbare Höhe der Wolke über dem Beobachterauge an der Basis,  $H$  die wirkliche Höhe der Wolke bezeichnet, beträgt ebenso

$$H = \frac{b'}{b'-b} \cdot h.$$



Gewöhnlich steht die Wolke nicht still Während der Beobachter von  $A'$  gegen  $B$  schreitet, ist sie von  $W$  bis  $W_1$  vorgerückt, so daß sie der Beobachter schon früher, in  $B_1$ , über dem Basisende  $B$  erblickt.

Keht der Beobachter in  $B_1$  um, so wird er, in die Nähe von  $A'$  gelangend, die Wolke längst nicht mehr über dem Basisanfang stehend finden; er muß weiter, bis  $A_2$ , zurückgehen, um die bis  $W_2$  vorgerrückte Wolke über  $A$  zu erblicken.

Von den neuen Weglängen,  $A'B_1 = b_1$  und  $B_1A_2 = b_2$  ist die erstere kürzer, die zweite größer als die frühere Weglänge  $b'$ ; letztere berechnet sich jedoch aus den beiden neuen Weglängen zu

$$b' = \frac{2b_1 b_2}{b_1 + b_2},$$

woraus sich wie früher die Höhe  $H$  der Wolke über dem Beobachter bzw. über dem Boden ableiten läßt.

Hat sich der Beobachter mit der Geschwindigkeit  $v$  bewegt, so findet sich als Geschwindigkeit  $V$  der Wolke

$$V = \frac{b_2 - b_1}{b_2 + b_1} \cdot \frac{b}{b' - b} \cdot v,$$

mit welchem Werte, wenn gleichzeitig die Winkelgeschwindigkeit  $u$  der Wolke erhoben wurde, nach dem früheren ein zweiter Wert

$$V = Hu = \frac{b'}{b' - b} \cdot hu$$

zur Kontrolle verglichen werden kann.

Messungen, mehrere tausend, welche in dieser Weise, soweit Wolken vorhanden waren, täglich während der Jahre 1905 und 1906 zu Wien vorgenommen wurden, haben nachstehende Durchschnittsgeschwindigkeiten in Höhen bis zu ca. 500 m bei einer durchschnittlichen Geschwin-

digkeit in Bodennähe nach dem früheren von ungefähr  $4 \cdot 6$  m/sec. für die Zeit von Morgen, Mittag und Abend und im Mittel daraus ergeben:

Höhe über dem Boden in Meter	Windgeschwindigkeit							
	in m per Sekunde				in Verhältniszahlen			
	6-10 h früh	11-3 h mittags	4-8 h abends	Durchschnitt	6-10 h früh	11-3 h mittags	4-8 h abends	Durchschnitt
(Bodennähe)	(3.93)	(5.54)	(4.45)	(4.64)	(0.85)	(1.19)	(0.96)	(1.00)
70	0.97	0.75	0.95	0.89	1.09	0.82	1.09	1.00
100	1.49	1.26	1.51	1.42	1.05	0.88	1.07	1.00
200	2.74	2.37	2.78	2.63	1.04	0.89	1.07	1.00
500	4.72	3.83	5.00	4.52	1.04	0.84	1.12	1.00

Ähnliche Messungen, während der Monate Mai und September 1905-06 über Pilsen in Böhmen angestellt, ergaben:

Höhe über dem Boden in Meter	Windgeschwindigkeit							
	in m per Sekunde				in Verhältniszahlen			
	6-10 h früh	11-3 h mittags	4-8 h abends	Durchschnitt	6-10 h früh	11-3 h mittags	4-8 h abends	Durchschnitt
(Bodennähe)	(2.63)	(3.60)	(2.86)	(3.03)	(0.87)	(1.19)	(0.94)	(1.00)
70	1.04	0.68	0.91	0.87	1.18	0.78	1.04	1.00
100	1.50	0.97	1.07	1.18	1.27	0.82	0.91	1.00
200	2.60	1.80	2.16	2.19	1.19	0.82	0.99	1.00
500	4.30	3.11	3.79	3.73	1.15	0.83	1.02	1.00

Zur Mittagszeit findet nach diesen Zahlen in Wien und Pilsen schon 70 m über dem Boden hoch kein Maximum mehr, sondern ein Minimum der Windstärke durchschnittlich statt; der längs des Bodens streichende untere Wind ist in dieser Höhe bereits in den oberen Wind übergegangen.

Die Stelle des Übergangs mit einer Geschwindigkeit von nahezu Null liegt in Wien ca. 30 bis 120 m, durchschnittlich, ca. 60 m, in Pilsen durchschnittlich ca. 50 m hoch über dem Boden.

Diese Höhe stimmt mit den oben aus Turmbeobachtungen abgeleiteten Höhen des Beginns des oberen Windes von ca. 50 bis 60 m annähernd überein.

Wenn die Turmbeobachtungen bei gleicher Höhe eine größere als die an Wolken gemessene Windgeschwindigkeit erkennen lassen, so ist dies wohl auf die Beschleunigung, welche die von einer Turmfläche abgelenkte Windbewegung bis auf eine gewisse Entfernung von der Fläche erfährt, zurückzuführen.<sup>1)</sup>

Über die Lage des örtlichen Windminimums im Gebirge gibt nachstehende nach Tageszeiten zusammengestellte Übersicht der früher erwähnten in Kitzbühel und Innichen angestellten Windmessungen Aufschluß. Es betrug die Windstärke und zwar:

<sup>1)</sup> s. Zeppelin in Zeitschr. d. Vereins deutscher Ingenieure 1895 und F. Ritter, „Zur Aufklärung einiger besonderer Erscheinungen des Winddrucks“ in Zeitschr. f. Luftschiff. u. Phys. d. Atm. 1897.

Bezeichnung des Windes	Höhe über dem Meer in Meter	Durchschnittliche Windgeschwindigkeit							
		in m per Sekunde				in Verhältniszahlen			
		6-10 h früh	11-3 h mittags	7-8 h abends	Durch- schnitt	6-10 h früh	11-3 h mittags	4-8 h abends	Durchschnitt
Kitzbübel unterer Wind (Tal)	(770)	(2.08)	(3.38)	(2.55)	(2.67)	(0.77)	(1.27)	(0.96)	(1.00)
-----	ca. 1000	.	.	.	.	.	.	.	.
oberer Wind	1500	3.68	3.41	4.64	3.91	0.94	0.88	1.18	1.00
	2000	5.79	5.19	6.82	5.93	0.97	0.88	1.15	1.00
	2500	7.31	6.34	8.29	7.31	1.00	0.87	1.13	1.00
	3000	8.34	7.49	9.24	8.36	1.00	0.89	1.11	1.00
Innichen unterer Wind (Tal)	(1200)	(3.82)	(4.66)	(4.51)	(4.33)	(0.88)	(1.08)	(1.04)	(1.00)
-----	ca. 1400	.	.	.	.	.	.	.	.
oberer Wind	3000	3.43	2.79	3.08	3.10	1.11	0.90	0.99	1.00
	5000	4.26	3.69	4.02	3.99	1.07	0.92	1.01	1.00

Nach diesen Zahlen liegt der Beginn des oberen Windes in Kitzbübel ca. 1000 m, in Innichen ca. 1400 m über Meer. Nachdem die Höhe der Talsohle ca. 770 bzw. 1200 m über Meer beträgt, so befindet sich der Anfang des oberen Windes daselbst durchschnittlich ca. 230 bis 200 m, also höher als in Wien und Pilsen über dem Boden.

Wegen der Enge der Gebirgstäler vermag der obere Wind augenscheinlich nicht tiefer in das Talinnere hinabzudringen.

Nachdem der untere Wind in Kitzbübel und Innichen ähnlich wie in Wien und Pilsen nur ungefähr 30 bis 120 m hoch über die Talsohle hinaufreicht, so befindet sich im Gebirgstale zwischen unterem und oberem Wind eine mehr oder weniger windstille Zwischenschicht.

Um die Mittagszeit schwächt sich nach den Messungen zu Wien und Pilsen der obere Wind auf das ca. 0,86 bis 0,82 fache, also um ca. 14 bis 18% seiner durchschnittlichen Tagesstärke ab. Im Gebirge, über Kitzbübel und Innichen, beträgt diese mittägige Abschwächung ca. 12 bis 9%.

Die Abnahme der oberen Windstärke zu Mittag setzt sich sonach, wenn auch anscheinend mit einer allmählichen Verminderung, bis zu großen Höhen fort.

Die Stärke des oberen Windes nimmt nach oben zu; die Ursache der oberen Windbewegung ist daher, wenn wir ihr nachforschen wollen, oben zu suchen. Die Ursache der zu Mittag eintretenden Abschwächung des oberen Windes dürfte, nachdem sich dieser nach oben allmählich abnehmend fortsetzt, sowohl oben als unten, wahrscheinlich mehr unten, zu finden sein.

Halten wir in dieser Hinsicht Umschau, so erinnern wir uns der Entstehung des in der Äquatorgegend der Erde wehenden Passatwindes.

Die stärkere Erwärmung des Luftkreises daselbst bewirkt, wie man sagt, ein Aufsteigen warmer Luft und ein Abfließen derselben in der Höhe beiderseits gegen die Pole zu.

Auf dem Wege dahin sinkt die warme Luft allmählich nieder, vermischt sich mit der vorhandenen Luft und trifft, zum Äquator zurückkehrend, wegen der in den gemäßigten Erdstrichen geringeren Umfangsgeschwindigkeit der Erde mit ostwestwärts gerichteter Bewegung, d. i. als Passatwind in der Äquatorgegend wieder ein<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Vergl. Hann Meteorologie u. A.

Spuren dieses Vorgangs lassen sich auch in unserem gemäßigten Erdstrich an der Windrichtung erkennen.

Der durch die wechselnden örtlichen Wärmeunterschiede bei uns hervorgerufene untere Wind zeigt, seiner Entstehung entsprechend, eine bald mehr westliche, bald mehr östliche Richtung. Meine (des Verfassers) Aufzeichnungen ergeben 1905/6 ein Verhältnis beider von ca. 55 zu 45%, so daß die westlichen Winde mit nur ca. 10% überwiegen.

Erhebt man sich in die ersten Schichten des oberen Windes, so erhöht sich ca. 70 bis 500 m über dem Boden dieses Überwiegen auf ca. 20%<sub>100</sub> in 2000 bis 3000 m Meereshöhe auf ca. 50%<sub>100</sub> nach den norddeutschen Ballonfahrten<sup>1)</sup> ca. 5000 bis 7000 m hoch auf ca. 70%<sub>100</sub> so daß in noch größerer Höhe eine fast ausschließlich aus West kommende Richtung des Windes anzunehmen ist.

Im Vergleich zum Äquator, wo sich der Erdumfang mit ungefähr 465 m/sec. Geschwindigkeit dreht, bewegt er sich bei uns in ca. 48° Breite mit nur ca. 310 m/sec. Soweit daher die warme Äquatorluft nicht durch Hindernisse auf ihrem Wege hieher an Geschwindigkeit verliert, trifft sie mit einem Überschuß an Westostgeschwindigkeit von ca. 465—310=155 m/sec. über uns ein. Nehmen wir, nach den norddeutschen Ballonfahrten zu schließen, an, daß die vorhandene Luft in der Höhe dieses Eintreffens von vielleicht 10—20,000 m mit ca. 40 bis 50 m/sec. Schnelligkeit sich westöstlich bewege, so stößt die ankommende Luft noch immer mit fast über 100 m/sec. Geschwindigkeit auf die vorhandene Luft.

Dieser Stoß setzt, wie anzunehmen ist, unseren Luftkreis hoch oben in westöstliche Bewegung und erhält ihn darin.

Die hervorgerufene Bewegung setzt sich wie in einem talwärts fließenden Gewässer von oben nach unten mit allmählich abnehmender Stärke fort.

Dadurch wäre die beobachtete Zunahme der oberen Windstärke von unten nach oben erklärt.

Nachstehend wurden für Wien und die Beobachtungsjahre 1905—06 nach Monatsdurchschnitten die Geschwindigkeiten des oberen Windes 100 m über seinem unteren Anfange  $v_0$  (100 m) zusammengestellt und für Pilsen, Kitzbühel und Innichen, soweit Beobachtungen vorliegen, die gleichen Maße beigefügt:

Monat	obere Windgeschwindigkeit $v_0$ (100 m) in m per Sekunde			
	Pilsen 1905/06	Wien 1905/06	Kitzbühel 1906	Innichen 1899—1900
(Geographische Breite Breite des Ortes) . . .	(50°)	(48°)	(47°)	(46°)
Januar . . . . .	.	2.64	.	.
Februar . . . . .	.	2.42	.	.
März . . . . .	.	2.33	.	.
April . . . . .	.	2.09	.	.
Mai . . . . .	1.70	1.99	.	.
Juni . . . . .	.	2.12	.	.
Juli . . . . .	.	1.92	1.86	.
August . . . . .	.	1.94	2.03	} 0.71
September . . . . .	1.82	1.97	1.68	
Oktober . . . . .	.	1.87	.	.
November . . . . .	.	1.81	.	.
Dezember . . . . .	.	2.46	.	.
Jahr . . . . .	1.76	2.13	1.86	0.71

<sup>1)</sup> Assmann und Berson, Wissenschaftliche Luftfahrten.

Nach diesen Zahlen weht, wenn wir zur Sommerzeit dem Stand der Sonne näher liegen, der obere Wind (verglichenes Minimum im Juli  $v_s$  (100 m) = 1.84 m/sec.) schwächer als im Winter (vgl. Maximum im Jänner = 2.41 m/sec.).

Ebenso zeigt sich die obere Windstärke an den dem Äquator näher liegenden Orten Kitzbühel und Innichen (geogr. Breite 47 bis 46°) mit durchschnittlich  $\frac{1.86 + 0.71}{2} = 1.29$  m/sec. geringer als an den entfernteren Orten Pilsen und Wien (geogr. B. 50 bis 48°) mit  $\frac{1.76 + 2.13}{2} = 1.94$  m/sec.

In beiden Fällen ist mit der Annäherung an die Sonne eine Verminderung des Unterschieds der betreffenden Erdumfangsgeschwindigkeiten verbunden, was nach der entwickelten Anschauung eine Verringerung der oberen Windstärke zur Folge hat.

Auch diese Beobachtungen würden sonach die obige Anschauung über die Entstehung des oberen Windes bestätigen.

Versuchen wir es nun, für die tägliche Abschwächung des oberen Windes um die Mittagszeit eine Erklärung zu finden.

Die Erwärmung der Luft durch die Sonne geschieht nicht ganz gleichmäßig. Zur Nachtzeit ist sie unterbrochen, während des Tages zu Mittag am kräftigsten.

Diese Ungleichheit reicht nach vorhandenen Beobachtungen<sup>1)</sup> ungefähr bis 1000 m über dem Boden hinauf. Durch sie wird über der von der Sonne beschienenen Hälfte der Erdoberfläche ringsum den Punkt, über welchem die Sonne senkrecht steht, eine Ausdehnung der Luft bewirkt, welche Ausdehnung über der Mitte am größten, gegen den Rand zu geringer ist.

Dadurch entsteht über der beschienenen Erdhälfte eine Art warmen Luftkegels, welcher auch die darüber befindliche nicht merklich stärker erwärmte Luft in die Höhe hebt und sonach eine Erhöhung des gesamten Luftkreises über der beschienenen Erdhälfte hervorruft.

Die Lage dieses warmen Luftkegels bleibt aber nicht unverändert. Sie wandert infolge der Erddrehung am Äquator mit ca. 465 m/sec., nördlich und südlich davon mit allmählich geringerer Geschwindigkeit von Ost nach West.

Wenn nun auch die Kegelluft selbst wegen des Widerstands der westlich angrenzenden Luft diese Bewegung nur zum geringen Teil mitmacht, so hebt sie doch, einer Welle gleich, mit ihrer flach gegen West abfallenden Oberfläche die daselbst vorgelagerten Luftteile in die Höhe, während die auf der Ostseite des Kegels gelagerte Luft niedersinkt.

Dadurch entsteht westlich von der wandernden Kegelform, also dort, wo die Vormittagssonne scheint, eine Erhöhung, gegenüber auf der Seite der Nachmittagssonne eine Verminderung des Luftdrucks, wie sie tatsächlich auf der ganzen Erdoberfläche als Tagesschwankung des Luftdrucks beobachtet wird und beispielsweise zu Wien nach meinen Messungen ungefähr 1.2 m/m Quecksilber durchschnittlich beträgt.

Etwas westwärts bewegen sich bei diesem Vorgang die Luft des warmen Kegels und die darüber gelagerte Luft immerhin. Diese Bewegung ist in unserem gemäßigten Erdstrich der früher beschriebenen allgemeinen Westostbewegung der Luft entgegen gerichtet, d. h. der obere Wind unseres Luftkreises wird, wenn wir uns im Innern des wandernden Kegels befinden, also ungefähr um die Mittagszeit, verlangsamt.

Befinden wir uns, wie es im Winter der Fall, nahe am Rande des Kegels, so werden die erwähnte Tagesschwankung des Luftdrucks und die mittägige Abschwächung des oberen Windes geringer, umgekehrt im Sommer größer sein als im Durchschnitt.

<sup>1)</sup> Vergl. Hann, Meteorologie 1901 u. A.

Tatsächlich ändert sich die Tagesschwankung des Luftdrucks zu Wien nach meiner Beobachtung zwischen einem winterlichen Minimum von ca. 0,8 und einem sommerlichen Maximum von ca. 1,6 m/m Quecksilber, und wenn man nach dem früheren die verhältnismäßige Stärke des oberen Windes zu Mittag  $\beta$  und darnach dessen mittägige Abschwächung  $1-\beta$  für Wien 70 bis 500 m hoch und die einzelnen Monate eines Jahres nach dem Durchschnitt von 1905—1906 berechnet, so zeigt sich:

Monate	Verhältnismäßige Stärke des oberen Windes zu Mittag	Mittägige Abschwächung des oberen Windes
	$\beta$	$1-\beta$
Januar . . . . .	0.88	0.12
Februar . . . . .	0.87	0.13
März . . . . .	0.96	0.04
April . . . . .	0.83	0.17
Mai . . . . .	0.85	0.15
Juni . . . . .	0.89	0.11
Juli . . . . .	0.80	0.20
August . . . . .	0.81	0.19
September . . . . .	0.82	0.18
Oktober . . . . .	0.88	0.12
November . . . . .	0.83	0.17
Dezember . . . . .	0.89	0.11
Jahr . . . . .	0.86	0.14

aus welchen Zahlen sich im Einklang mit der obigen Erklärung ebenfalls ein winterliches Minimum und ein sommerliches Maximum der mittägigen Abschwächung des oberen Windes ergibt.

Dürfen wir hiernach die aus den Messungen gewonnene Erkenntnis der Windverhältnisse unseres Luftkreises als mit den allgemeinen Verhältnissen übereinstimmend erachten, welche Folgerungen können wir daraus ziehen?

Die Segel unserer Schiffe, die Windräder unserer Mühlen werden wir in den unteren Wind, nachdem dieser nach oben zu abnimmt, zweckmäßigerweise nur bis zu beschränkter Höhe hinaufreichen lassen.

Die von den Erbauern des Pariser Eiffelturms gemachten Annahme<sup>1)</sup>, daß der Winddruck von Bodennähe an aufwärts gleichmäßig zunehme, werden wir im Hinblick auf die bis zu einer gewissen Höhe beobachtete Abnahme der Windstärke als über das Notwendige hinausgehend bezeichnen, dabei jedoch nicht übersehen, daß, wenigstens in der Nähe der vorgenommenen Messungen, die Stärke des oberen Windes mit der geographischen Breite des Ortes zunehmen dürfte.

Wenn uns Lilienthal-Brehm<sup>2)</sup> berichten, daß «ein Sturmvogel meilenweit dem dampfenden Schiffe vorausseilen oder hinter demselben zurückbleiben kann, so erscheint uns dies bei dem Vorhandensein einer fast ruhigen Luftschicht über dem Sturm keine auffallende Leistung mehr.

<sup>1)</sup> s. Köchlin in Schweizer Bauzeitung Juni 1889.

<sup>2)</sup> Lilienthal, Der Vogelflug usw. 1889.

Wenn ein steigen gelassener Drache, wie es vorkommt, nach Erreichung einer gewissen Höhe Neigung zum Fallen zeigt, so finden wir dies durch das in geringer Entfernung vom Boden vorhandene Windminimum erklärt.

Die Fahrt eines Luftschiffs, welche nicht nach der wechselnden Richtung des Windes, sondern einem gesteckten Ziele zu gehen soll, werden wir am besten in einer Luftschicht geringen Windes, also in der Höhe des Windminimums oder der zunächst darüber liegenden schwach bewegten Schichten des oberen Windes unternehmen. Die Fahrt des Zeppelinischen Luftschiffes am 9. und 10. Oktober 1906<sup>1)</sup> hat in solcher Höhe stattgefunden.

Aber auch Abfahrt und Landung eines Luftschiffes würde, um den Störungen durch Wind zu entgehen, zweckmäßig ungefähr in der Höhe des Windminimums vorgenommen. Wie und in wie weit solches etwa erreicht werden könnte, wäre besonders zu untersuchen.

---

<sup>1)</sup> Ill. Aeron. Mitteilungen Nov. 1906.

# Untersuchung des veränderlichen Charakters der Wasserdampflinien im Sonnenspektrum mit besonderer Berücksichtigung der meteorologischen Verhältnisse der Atmosphäre.

Von

THEODOR ARENDT.

Mit zwölf Figuren im Text.

Die meisten Aufschlüsse über die meteorologischen und physikalischen Verhältnisse der höheren Luftschichten verdanken wir der ausgedehnten Verwertung von Ballons und Drachen, obgleich es nicht an anderen Hilfsmitteln fehlt, die wohl geeignet sind bei zweckentsprechender Verwendung wichtige Resultate auf diesem Gebiete der Physik der Atmosphäre zu liefern. Man muß sich hierbei vergegenwärtigen, daß außer den Meteorologen auch Geophysiker im weiteren Sinne und Astronomen das lebhafteste Interesse an der genauen Kenntnis der atmosphärischen Zustände in größeren Erhebungen über der Erdoberfläche besitzen, und eine ganze Reihe von experimentellen Studien legen davon bereites Zeugnis ab. Es muß deshalb überraschen, daß bisher nicht in größerem Umfange bereits versucht worden ist, die physikalischen und astronomischen Instrumente auch für rein meteorologische Zwecke nutzbar zu machen. Der Mangel an derartigen Untersuchungen, die mit verhältnismäßig geringen Unkosten verbunden sind, ist um so mehr zu bedauern, als die Zahl der aeronautischen Observatorien mit ihren komplizierten maschinellen Einrichtungen und bei dem Erfordernis eines größeren Personals naturgemäß doch immer nur klein bleiben wird, und wir somit fortlaufend einen Einblick in die Zustände der höheren Luftschichten nur von entfernt von einander gelegenen Orten besitzen würden. Das Bedürfnis nach einer Verdichtung eines solchen Stationsnetzes macht sich aber gerade jetzt besonders eindringlich bemerkbar, wo das Interesse an diesen Aufgaben nicht nur in rein wissenschaftlicher Hinsicht ein ganz hervorragendes ist, sondern auch verschiedene Fragen aus dem Gebiete der praktischen Meteorologie in den Vordergrund gedrängt worden sind, zu deren Beantwortung eine genauere Kenntnis der meteorologischen Verhältnisse bis zu größeren Höhen hinauf von möglichst vielen Punkten der Erdoberfläche von Tag zu Tag sehr erwünscht ist.

Während meiner Tätigkeit am Meteorologischen Observatorium zu Potsdam habe ich seiner Zeit zwei Meßverfahren näher studiert, von denen das eine dazu dienen sollte, von der Erdoberfläche aus auf optischem Wege den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre<sup>1)</sup> zahlenmäßig zu bestimmen, während die mit dem Wellmannschen Doppelbildmikrometer in Verbindung mit

<sup>1)</sup> Th. Arendt, Die Verwendung des Spektroskops zum Studium der Atmosphäre. Zeitschr. f. Luftschiffahrt u. Physik der Atmosphäre. 1893. S. 291—305.

—, Einige Ergebnisse spektroskopischer Beobachtungen. Ebenda 1897. S. 314—323.

—, Die Schwankungen im Wasserdampfgehalte der Atmosphäre auf Grund spektroskopischer Untersuchungen. Annalen der Physik und Chemie. Neue Folge. Bd. 58. 1896. S. 171—204.

—, Die Bestimmung des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre auf Grund spektroskopischer Messungen. Meteorol. Ztschr. 1896. S. 376—390.



einem Theodoliten angestellten Messungen des Sonnendurchmessers<sup>1)</sup> in der Nähe des Horizontes vornehmlich Anhaltspunkte zur Ermittlung von Unregelmäßigkeiten in der Temperaturverteilung im Luftmeer boten.

Indem ich hoffe bei späterer Gelegenheit auf das zuletzt genannte Verfahren eingehender zurückzukommen, möchte ich mich in nachstehenden darauf beschränken, die Bestimmung des Wasserdampfes vermittelst des Spektrometers zu erläutern und die Bedeutung solcher Studien für die meteorologische Wissenschaft kurz zu beleuchten. Leider waren die äußeren Verhältnisse dem Unternehmen insofern nicht günstig, als ich infolge meiner Versetzung von Potsdam nach Berlin damals nicht instande war, den physikalischen und rein instrumentellen Teil der Untersuchung zu Ende zu führen; unter diesen Umständen war es mir nicht möglich gewesen, die Reduktionsgrößen mit hinreichender Genauigkeit festzustellen, deren man bei der Bearbeitung des Beobachtungsmaterials zu meteorologischen Folgerungen bedarf. In der Hoffnung, diesen Teil der Arbeit später noch nachholen zu können, hat sich die Bekanntgabe der meteorologischen Ergebnisse der Untersuchung mehr und mehr verzögert, auf welche ich nunmehr, nachdem ich in verschiedener Hinsicht beschränkende Annahmen eingeführt habe, die Aufmerksamkeit hinlenken möchte.

Das Licht, welches die Erde von der Sonne empfängt, erleidet bekanntlich auf dem Wege durch die Luft mannigfache und namhafte Veränderungen. Dieselben betreffen nicht allein die Menge der zugesandten Strahlen, von denen ein größerer Prozentsatz die Erdoberfläche überhaupt nicht erreicht; auch die Zusammensetzung des Lichtes erfährt wesentliche Modifikationen, indem die Strahlen von ungleicher Wellenlänge in verschiedener Weise von der Atmosphäre beeinflußt werden. Von den Bestandteilen derselben kommen hierbei nur diejenigen merklich in Betracht, welche in größerer Menge vorhanden sind, wie Sauerstoff, Stickstoff, Kohlensäure, Ozon und Wasserdampf. Die drei ersteren sind fast überall, soweit bis jetzt eine Prüfung zugänglich war, in bestimmtem prozentischen Verhältnis anzutreffen, der Ozon dürfte vorwiegend in den höchsten Luftschichten vorhanden sein, während der Wasserdampf in den unteren Regionen des Luftmeeres eine hervorragende Rolle spielt.

Zerlegt man nun ein von der Sonne bis zum Grunde des Luftmeeres gelangendes Lichtbündel mittels der bekannten Hilfsmittel, welche die Optik gewährt, in ein Spektrum, so gewinnt man bei diesem Versuche kein eigentliches Sonnenspektrum; dasselbe wird vielmehr auch die Absorptionslinien aufweisen, welche beim Durchgange des Lichtes durch die Atmosphäre infolge der selektiven Absorption der Lufthülle der Erde hervorgegangen sind.

Da die Absorptionsfähigkeit eines Gases wesentlich von der vorhandenen Menge abhängt, so muß auch die Weglänge, welche ein von der Sonne kommender Lichtstrahl bei wechselnder Stellung dieses Gestirns in der Luft zurückzulegen hat, ehe er denselben Punkt der Erdoberfläche erreicht, von großem Einfluß auf das Endergebnis sein. Dem entsprechend wird auch das Bild des Spektrums je nach dem Sonnenstande hinsichtlich der Menge und der Intensität der atmosphärischen Linien ein wechselndes Aussehen bieten. Zur kurzen Charakterisierung dieser Verhältnisse gebe ich eine Bemerkung Müllers wieder, der eingehende Studien hierüber mit völlig gleichartigen Instrumenten auf dem Sântis und in Potsdam angestellt hat: „Das Aussehen des Spektrums unterschied sich (auf dem Sântis) schon auf den ersten Blick von dem in der Ebene. Bei hohem Sonnenstande hatte ich den Eindruck, als ob die Linien durchgängig viel zarter und weniger verwaschen wären als in der Ebene, und erst bei

<sup>1)</sup> Th. Arendt, Verwendung des Wellmannschen Doppelbildmikrometers zu meteorologischen Zwecken. Meteorol. Ztschr. 1905. S. 185—187.

<sup>2)</sup> G. Müller, Photometrische und spektroskopische Beobachtungen, angestellt auf dem Gipfel des Sântis. Publikationen des astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam. VIII. Bd. 1893. S. 45—99.

verhältnismäßig tiefem Sonnenstande nahm die Intensität und Breite der atmosphärischen Linien merklich zu, ohne jedoch jemals denjenigen Grad der Stärke zu erreichen, den man bei ähnlicher Stellung in der Ebene beobachtet. Im großen und ganzen läßt sich das Urteil etwa dahin zusammenfassen, daß der Anblick des Sonnenspektrums auf dem Sántis (2500 m über dem Meeresspiegel) demjenigen in der Ebene an außerordentlich kalten und trockenen Wintertagen gleicht, nur daß die Linien vielleicht noch ein wenig zarter und schärfer erscheinen.»

«Bemerkenswert dürfte vielleicht noch sein, daß die Unterschiede im Aussehen des Spektrums auf dem Berge und in der Ebene am stärksten hervorzutreten scheinen an denjenigen Stellen des Spektrums, wo die Einwirkung des Wasserdampfes der Atmosphäre am größten ist, während diejenigen Liniengruppen, welche von anderen Elementen herrühren, ein nahezu unverändertes Aussehen bewahren, sowohl was die Zahl der Linien als die Intensität derselben anbelangt.»

Bei der großen Bedeutung, welche der Wasserdampf in der Atmosphäre infolge seiner Abhängigkeit von Druck und Temperatur bei allen meteorologischen Bewegungsvorgängen spielt, war die Untersuchung in erster Linie auf die Feststellung der Änderungen derjenigen Spektrallinien gerichtet, deren Entstehung auf die Absorption des Lichtes durch Wasserdampf zurückgeführt wird. Die Zahl dieser Linien im sichtbaren Teile des Spektrums ist ziemlich groß und namentlich zeichnet sich hier der weniger brechbare Teil desselben durch das häufige Auftreten solcher Linien aus. Einige dichtere Gruppen findet man besonders bei  $\alpha$ , D, C und  $\nu$ .

Wiewohl die Untersuchung seiner Zeit auf die Linien bei D und C ausgedehnt wurde, sollen im Nachstehenden doch nur die bei D gewonnenen Angaben berücksichtigt werden. Auch sonst werde ich mich in physikalischer Hinsicht hier möglichst kurz fassen, nachdem bereits in der Mitteilung in den «Annalen der Physik» alle darauf bezüglichen Einzelheiten ausführlicher behandelt worden sind. Die Studie wurde am astrophysikalischen Observatorium zu Potsdam ausgeführt. In bezug auf die benutzten Instrumente kann ich mich auf wenige Angaben beschränken, da die Einrichtungen nicht erheblich von den sonst gebräuchlichen abwichen; auch die Justierung derselben, die Einstellung des zu beobachtenden Spektrums und die Ausführung der Messungen geschah unter Beachtung aller Vorsichtsmaßregeln, wie sie bei derartigen Beobachtungen in der Physik gebräuchlich sind. Die Brennweite des Beobachtungswie Kollimatorfernrohres am Hauptinstrument betrug 1 m; die Spaltöffnung des Kollimatorfernrohres, deren Einstellung mittels Mikrometerschraube geschah, wurde während der Zeit der Messungen unverändert beibehalten. Da die baulichen Einrichtungen des Observatoriums es indessen nicht gestatteten, die Sonne vom Aufstellungsorte dieses Spektrometers aus während des ganzen Tages zu verfolgen, wurden gelegentlich noch mit einem anderen Spektralapparate Beobachtungen angestellt, welcher in einem Häuschen auf dem Dache des Observatoriums untergebracht war. Dieses Instrument bestand aus zwei Fernrohren von 37 mm Objektivöffnung und 400 mm Brennweite, welche auf einem starken Holzgestell unveränderlich befestigt waren. Zur Erzeugung des Spektrums diente ausschließlich ein Metallgitter, welches auf der Rowlandschen Teilmaschine hergestellt war; es wurde stets dieselbe Seite von dem direkt reflektierten Spaltbilde zur Beobachtung benutzt; die Entfernung je zweier Striche beträgt 0.0017596 mm. Während der ganzen Dauer der Untersuchung kam nur das Spektrum dritter Ordnung, welches bei weitem das lichtstärkste und schärfste war, zur Verwendung. Die Beobachtungen geschahen bei unveränderter Lage der Fernrohre zu einander; am großen Spektrometer bildeten dieselben einen Winkel von 70°, beim kleinen Apparate von 30°.

Auf Veranlassung von Hrn. G. Müller habe ich nun den Versuch gemacht, ein in der Astronomie bei der Beobachtung der veränderlichen Sterne zur Anwendung gebrachtes Verfahren, das unter dem Namen der Stufenschätzungsmethode bekannt ist, auf die vorliegenden

Verhältnisse zu übertragen. Das Charakteristische dieser Methode besteht darin, daß nicht Intensitätsverhältnisse sondern Intensitätsunterschiede zur Beurteilung gelangen. In ähnlicher Weise wie in der Astronomie definiere ich die Bedeutung einer «Stufe» folgendermaßen: Wenn von zwei nicht allzuweit von einander entfernten Spektrallinien bei wiederholt abwechselnder Betrachtung die eine ebenso häufig wie die andere als die intensivere erscheint, so schreibe ich: «es findet vollkommene Gleichheit zwischen beiden statt, es ist kein Stufenunterschied vorhanden». Wird aber die eine Linie bei wiederholter Betrachtung häufiger als die andere für die stärkere erklärt, so nenne ich den Intensitätsunterschied «eine» Stufe. Ist es auf den ersten Blick und bei erneuter Prüfung stets zweifellos ersichtlich, welche von den beiden Linien die intensivere ist, so unterscheiden sich die Linien nach meiner Definition um «zwei» Stufen. Ein noch deutlicher in die Augen springender Unterschied wird mit «drei» Stufen bezeichnet; nur in Ausnahmefällen wird man darin weiter gehen dürfen und «vier» Stufen schätzen dürfen.

Vergegenwärtigt man sich das Bild, welches das Spektrum bei verschiedenem Sonnenstande in der Gegend von D darbietet, so unterliegt es keinem Zweifel, daß den Hauptanhalt bei der Beurteilung der atmosphärischen Linien der Grad ihrer Schwärzung darbietet, welche in stärkerem Maße als ihre Verbreiterung Änderungen unter den verschiedenen meteorologischen Verhältnissen erfährt. Bei der Auswahl der Vergleichslinien mußte natürlich diesem Umstande Rechnung getragen werden, da sonst die Intensitätsbestimmungen erheblich erschwert worden wären. Vor allem war es wichtig, bei der Schätzung nur scharfe Linien zu benutzen.

In ähnlicher Weise wie in der Astronomie ein System von Fundamentalsternen aufgestellt wird, deren Helligkeiten mit großer Genauigkeit ermittelt sind, und an welche die Gesamtheit der übrigen Sterne durch Differenzmessungen angeschlossen wird, sind hier von einer Reihe unveränderlicher Spektrallinien von ungleicher Stärke die Stufenunterschiede genau bestimmt worden. Diese Linien bilden gleichsam das Fundament der ganzen Untersuchung; von deren Sicherheit war die Genauigkeit der ausgeführten Schätzungen der Wasserdampflinien abhängig. Bei der Auswahl der Vergleichslinien wurde besonders darauf geachtet, daß sich dieselben möglichst gleichmäßig über den hier in Frage kommenden Teil des Spektrums verteilen. Da die Prüfung der zugrunde gelegten Skala von Vergleichslinien wiederholt von Herrn G. Müller und mir durchgeführt wurde, so kann dieselbe als zuverlässige Grundlage der übrigen Messungen betrachtet werden. In der nachstehenden Übersicht sind die Linien der Skala aufgeführt; zur leichteren Unterscheidung sind die einzelnen mit römischen Ziffern bezeichnet worden. Um die genaue Lage im Spektrum zu kennzeichnen, sind die Wellenlängen beigefügt, wie ich dieselben in der schon erwähnten Abhandlung Müllers, welcher eine Spektraltafel beigegeben ist, vorgefunden habe. Eine weitere Kolonne läßt die Stufenunterschiede in bezug auf die schwächste der Linien erkennen.

Bezeichnung der Linien.	Wellenlänge.	Stufenunterschied in bezug auf I.	Bezeichnung der Linien.	Wellenlänge.	Stufenunterschied in bezug auf I.
I	590.286 $\mu$	0	VIII	592.812 $\mu$	19
II	592.249	3	IX	591.653	21
III	589.963	6	X	590.598	23
IV	589.146	7	XI	595.301	26
V	591.037	11	XII	595.703	27
VI	595.344	14	XIII	593.499	28
VII	593.001	18	XIV	594.886	29

Im Zusammenhange mit dieser Skala ist nun eine Reihe von Wasserdampflinien fortlaufend beobachtet worden; an den meisten Tagen wurden 6 von verschiedener Stärke auf ihre Intensität geprüft; kürzere Beobachtungsreihen liegen auch noch von anderen Linien desselben Ursprungs vor. In der folgenden Tabelle sind diese 6 Linien in abnehmender Stärke angeordnet und mit Buchstaben bezeichnet worden. Die Bedeutung der einzelnen Zahlenreihen ist nach der vorstehenden Tabelle ohne weiteres aus den Überschriften zu erkennen.

Bezeichnung der Wasserdampflinien.	Wellenlänge.	Stufenunterschiede in bezug auf 1.	Bezeichnung der Wasserdampflinien.	Wellenlänge.	Stufenunterschiede in bezug auf f.
a	591.993 $\mu$	9.6	d	593.240 $\mu$	6.5
b	591.936	9.1	e	595.820	2.2
c	590.177	8.1	f	595.890	0.0

Diese Linien wurden regelmäßig während jeder durch günstige Witterungsverhältnisse ermöglichten Beobachtungsreihe durch Schätzung in die Skala der Vergleichslinien eingefügt, und zwar wurde dabei in der Weise verfahren, daß sowohl die nächst intensivere als die nächst schwächere Vergleichslinie bei der Beurteilung berücksichtigt wurde.

Aus den so gewonnenen Ergebnissen läßt sich aber nur dann ein Aufschluß über die Änderungen im Wasserdampfgehalte der Atmosphäre innerhalb eines gewissen Zeitraumes entnehmen, wenn die Beobachtungen bei gleichem Sonnenstande ausgeführt worden sind oder aber nachträglich noch eine Reduktion auf dieselbe Weglänge des Lichtstrahles im Luftzean stattgefunden hat. Um die letztere Schwierigkeit zu umgehen, hätte man beispielsweise alle Messungen zur Zeit des tiefsten Mittagsstandes der Sonne in Potsdam, bei dem die scheinbare Zenitdistanz derselben 75.9° beträgt, und die wohl für die Beobachtungszeit während eines ganzen Jahres bestimmend gewesen wäre, anstellen müssen. Dieser Vorteil wäre aber durch Unsicherheiten in anderer Hinsicht wieder verloren gegangen. Man wäre in diesem Falle einmal gezwungen gewesen die Skala aus Mangel an geeigneten Vergleichslinien in der bisher beobachteten Spektralgegend über dieselbe hinaus auszudehnen, so daß sich die zu vergleichenden Linien unter Umständen in nicht unbeträchtlicher Entfernung von einander befunden hätten. Außerdem war zu befürchten, daß die Beobachtungen in der warmen Jahreszeit häufiger durch Wolken beeinträchtigt worden wären und dadurch die Kontinuität der Reihe gefährdet würde. Schließlich hätten sich die Bestimmungen des Wasserdampfgehaltes auf untere Luftschichten erstreckt, die vom Beobachtungsorte in horizontaler Richtung schon recht entfernt waren.

Im Hinblick auf die bei der vorliegenden Untersuchung notwendig werdenden Reduktionen wurden deshalb von Anfang an, so oft es anging, an jedem Tage zweimal Messungen der Linienintensität bei verschiedenem Sonnenstande angestellt. Aus diesen Angaben läßt sich dann leicht ein Korrektionsglied ermitteln, sofern nur der gesetzmäßige Zusammenhang zwischen Weglänge und Stufenwert der Linien bekannt ist. Nach Cornu<sup>1)</sup> und Müller<sup>2)</sup> soll die Zunahme der Linienintensität der Vergrößerung des Luftweges direkt proportional sein. Zum Zwecke einer näheren Prüfung dieses Gesetzes wurde eine Anzahl von Beobachtungen bei dem verschiedensten Sonnenstande mit dem schon früher erwähnten kleineren Spektralapparate ausgeführt. Es ist nicht unmöglich, daß die Bedeutung des Stufenwertes bei diesen Bestimmungen eine geringe Abweichung erfuhr, da einmal eine andere Spaltöffnung benutzt wurde, andererseits das Spektrum, wiewohl außerordentlich scharf und lichtstark, die Linien

<sup>1)</sup> Cornu, Sur les raies telluriques qu'on observe dans le spectre solaire au voisinage des raies D Journ. de l'école polytech. 1883. cah. 53. p. 175—212.

<sup>2)</sup> l. c.

vielmehr zusammengedrängt aufwies; doch wird der Unterschied bei der Art der Schätzung kaum erheblich gewesen sein. Bei diesen Messungen wurden meist zwei und nur gelegentlich

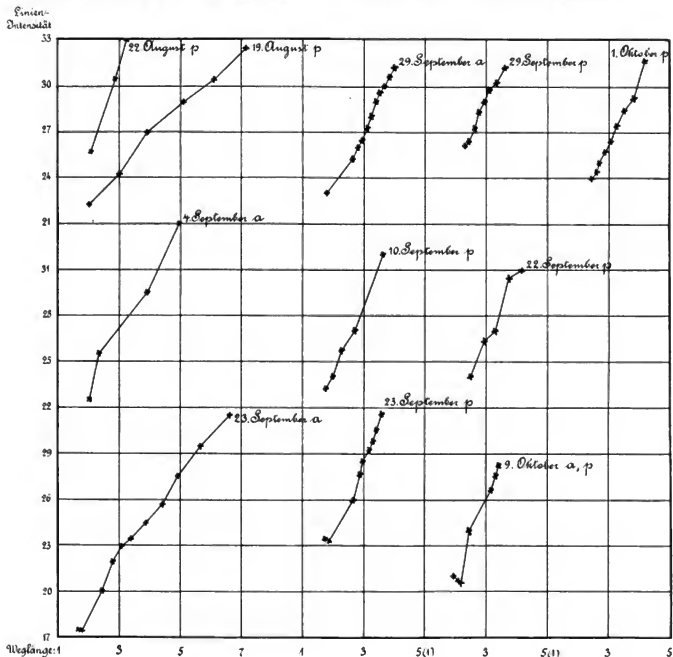


Fig. 1.

drei Wasserdampflinien, d, e, und zeitweilig auch f, herangezogen, und zwar verhältnismäßig recht schwache Linien, da sonst bei zunehmender Zenitdistanz der Sonne die Grenze der Skala bald überschritten worden wäre. Bei größerem Wasserdampfgehalte der Atmosphäre

wurde der Grenzpunkt früher erreicht, so daß die Beobachtungsreihen schon aus diesem Grunde eine ungleiche zeitlich Ausdehnung besitzen. Die meisten dieser Bestimmungen fanden an heiteren Tagen, z. B. mit fast wolkenlosem Himmel statt, an denen man ziemlich gleiche meteorologische Zustände in größerer Entfernung vom Beobachtungsorte noch voraussetzen konnte. Auf diese Weise konnte zunächst der Zusammenhang zwischen Linienintensität und Weglänge in solchen Fällen, wo die Beziehungen scheinbar besonders einfach lagen, näher geprüft werden. Doch bleibt es dringend wünschenswert, die Verhältnisse auch an Tagen kennen zu lernen, an denen die meteorologischen Vorgänge ein recht wechselndes Gepräge tragen und die Wasserdampfverteilung in der Atmosphäre eine ungleichmäßigere ist. Leider konnte dieser Teil der Untersuchung infolge meiner Versetzung nicht mehr zur Ausführung gelangen. Daß die Resultate hierbei gegenüber den früher gefundenen Abweichungen aufweisen würden, ließ sich aus der Bearbeitung der vorliegenden Beobachtungsreihen entnehmen, und auch theoretische Erwägungen deuten darauf hin.

Bei der Wiedergabe dieser Messungen, die zum Teil aus dem August, September und Oktober des Jahres 1895 (Fig. 1) zum Teil aus dem Winter 1897 (Fig. 2) stammen, habe ich von dem graphischen Verfahren Gebrauch gemacht, um auf diese Weise ein übersichtliches Bild von dem Zusammenhange zwischen Linien-

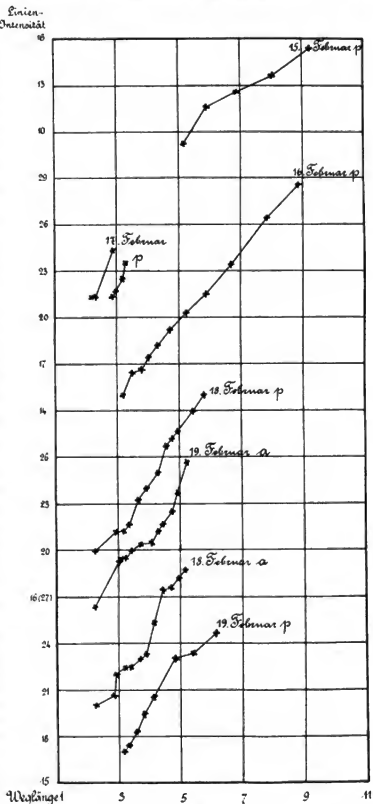


Fig. 2.

intensität und Weglänge zu geben. Zu dem Zwecke wurden die vom Lichtstrahl in der Luft durchlaufenen Wegstrecken als Abszissen und die entsprechenden Stufenwerte als Ordinaten in ein rechtwinkliges Koordinatensystem eingetragen. Verbindet man dann die Endpunkte der letzteren, die hier durch  $x$  kenntlich gemacht sind, durch gerade Linien, so nähert sich diese Verbindungslinie häufig einer Geraden.

Es ist somit gestattet, den Verlauf nach der Methode der kleinsten Quadrate durch eine Gleichung von der Form:

$$y = ax + b$$

darzustellen, wo  $y$  die Linienintensität,  $x$  die Weglänge,  $a$  die Stufenänderung bei der Vergrößerung des Weges um die Einheitsschicht und  $b$  eine Konstante bezeichnet, deren Größe durch den Anfangswert der Skala bedingt ist. Für die einzelnen Beobachtungsreihen, von denen nur eine, zu besonderen Versuchszwecken angestellt, in Wegfall kam, ergeben sich folgende Gleichungen:

Bei Verwendung der Linien d und e.				Bei Verwendung der Linien d, e und f.			
1895 August	19p	$y = 2.0x + 20.4$	6 Beobacht.	1897 Februar	16p	$y = 2.4x + 10.1$	11 Beobacht.
"	22p	$y = 6.2x + 19.1$	3 "	"	17a	$y = 6.1x + 13.2$	3 "
September	4a	$y = 3.6x + 19.5$	4 "	"	17p	$y = 4.4x + 13.3$	4 "
"	10p	$y = 4.8x + 19.5$	5 "	"	18a	$y = 3.5x + 14.0$	12 "
"	22p	$y = 4.5x + 17.4$	5 "	"	18p	$y = 3.1x + 15.0$	12 "
"	23p	$y = 2.9x + 16.1$	11 "	"	19a	$y = 2.4x + 13.7$	11 "
"	28p	$y = 4.5x + 19.5$	9 "	"	19p	$y = 2.7x + 11.6$	8 "
"	29a	$y = 3.9x + 19.4$	11 "				
"	29p	$y = 4.0x + 20.9$	8 "				
Oktober	1p	$y = 4.4x + 17.5$	9 "				
"	9a,p	$y = 5.2x + 15.3$	7 "				
"	31a	$y = 1.8x + 13.2$	5 "				

Über die Größe der Abweichungen zwischen beobachteter und berechneter Linienintensität in Fällen, die für eine solche Untersuchung nicht günstig lagen, gibt das nachstehende Beispiel, welches die Beobachtungen vom 19. Februar 1897 enthält, Aufschluß. Die Bedeutung der Zahlen in den einzelnen Spalten dürfte durch die Überschriften hinreichend kenntlich gemacht sein, so daß ich glaube, von weiteren Erläuterungen Abstand nehmen zu können. Die zum Teil nicht unbedeutlichen Unterschiede in den Werten von  $b$  deuten darauf hin, daß die obige Annahme nicht immer streng zutrifft und die meteorologischen Verhältnisse nicht immer so einfach lagen als es den Anschein hatte. Im allgemeinen ist die Übereinstimmung der Werte für  $b$  im August und September mehr befriedigend als in der kalten Jahreszeit. Es muß vorläufig unentschieden bleiben, ob dies auf die größere Ungleichmäßigkeit in der Verteilung des Wasserdampfes in der Atmosphäre mit zunehmender Entfernung von der Erdoberfläche zurückzuführen ist, oder ob in horizontaler Richtung bei verschiedenem Azimut der Sonne stärkere Unterschiede im Wasserdampfgehalte der Luft vorhanden waren; schließlich ist es auch möglich, daß während der Beobachtung Veränderungen in den oberen Luftströmungen vor sich gingen. Jedenfalls wird man bei der Fortsetzung des experimentellen Teiles der Untersuchung in erster Linie sein Augenmerk auf das Abhängigkeitsverhältnis der Linienintensität von der Weglänge unter den wechselnden meteorologischen Vorgängen zu richten haben.

Auf Grund der vorstehenden Betrachtungen mußte es auch vermieden werden, durch Anbringen größerer Korrekturen alle Beobachtungen für den ganzen, die Untersuchung umfassenden Zeitraum, vom 27. Juli 1895 bis Ende März 1896 auf dieselbe Weglänge zu bringen.

1897 Februar 19.								
Mittl. Potsd. Zeit	Scheinbar Zenitdistanz d. Sonne	Weglänge	Beobachtete Linien-Intensität			Berechnete		Beob.-Be rechn.
			d	e	f	$\frac{d}{d+e+f}$	$\frac{e}{d+e+f}$	
8 <sup>m</sup> 31.0 a.m	79 <sup>o</sup> .3	5.24	28	25	21.5	24.8	24.1	+ 0.7
36.0	78.6	4.94	27.5	22.5	20	23.3	23.3	0.0
41.0	78.0	4.70	26.5	21.5	19.5	22.5	22.7	- 0.2
46.0	77.4	4.49	25.5	21	19	21.8	22.2	- 0.4
51.0	76.8	4.30	25.0	20.5	18	21.2	21.8	- 0.6
9 0.0	75.8	4.01	24.5	19.5	17.5	20.5	21.0	- 0.5
10.0	74.6	3.71	24.5	19.5	17.5	20.5	20.3	+ 0.2
20.0	73.5	3.48	24	19	17	20.0	19.7	+ 0.3
35.0	72.0	3.20	23.5	18.5	16.5	19.5	19.1	+ 0.4
45.0	71.1	3.06	23.5	18.5	16	19.3	18.7	+ 0.6
50.0	63.7	2.25	20	15.5	13.5	16.3	16.7	- 0.4
2 <sup>m</sup> 51.0 p.m	71.9	3.18	21	16	14	17.0	17.6	- 0.6
3 0.0	72.8	3.34	21.5	16.5	14.5	17.5	18.0	- 0.5
10.0	73.8	3.54	22	17.5	15.5	18.3	18.5	- 0.2
20.0	74.9	3.77	23.5	18.5	16.5	19.5	19.1	+ 0.4
30.0	76.1	4.09	25	20	17	20.7	20.0	+ 0.7
50.0	78.4	4.86	27	22	20	23.0	22.0	+ 1.0
4 0.0	79.7	5.43	27.5	22.5	20.5	23.4	23.5	- 0.1
10.0	81.0	6.13	28	24	22	24.7	25.4	- 0.7

Dadurch, daß die Messungen vom 27. Juli bis 15. Oktober und vom 17. bis 31. März auf die Weglänge von 1.50 Schichten bezogen wurden, wobei als Einheit die Länge beim Zenitstande der Sonne angenommen ist, und für die Zeit vom 16. Oktober bis 17. März als Weglänge 3.00 Atmosphärenschichten zugrunde gelegt wurden, konnte man sich in der größeren Zahl der Fälle auf kleine Korrektionsglieder beschränken. Die Ermittlung derselben für die einzelnen Tage war nicht schwierig, da fast immer mindestens zwei Intensitätsschätzungen der Absorptionslinien bei verschiedener Sonnenhöhe, meist Morgens und gegen Mittag, angestellt worden waren. Aus den entsprechenden Zenitdistanzen der Sonne gelangt man unter Zuhilfenahme einer Tabelle von Laplace<sup>1)</sup> zu den von dem spektroskopisch untersuchten Lichtstrahl durchlaufenen Weglängen.

<sup>1)</sup> Vgl. M. J. Maurer, Die Extinktion des Fixsternlichtes in der Atmosphäre in ihrer Beziehung zur astronomischen Refraktion. Zürich 1882.



Datum.	Linien- Intensität bei 15 Atmo- sphären- schichten	Menge und Dauer der Niederschläge				R, T	Windkomponenten		Zugrichtung der oberen   unteren Wolken zwischen 64 und 124		Mittl. Bewöl- kung 64-124
		n <sub>a</sub>	a	p	n <sub>p</sub>		S-N	W-E			
1895											
Juli 26		0.2(2)	—	—	0.2(1)	T <sup>0 15 0</sup> 11 p-2			W	WSW	3.6
27	25.6	3.0(4)	0.4(1)	—	—	T <sup>0 30 0 55 45 0 14 0</sup> 2-3 a 7-8 a, R 8-9 a	0.61	0.14	SSW	WSW	5.4
28	25.5	—	—	—	—		1.97	2.33	WSW	SW	2.4
29	28.3	—	0.3(1)	—	—		1.06	1.16		WSW	7.4
30	—	—	—	—	—		—2.31	4.52		NW	9.6
31	22.3	—	—	—	1.7(5)		—0.32	0.58	W	SSW	4.2
August 1	24.8	—	—	—	—		1.12	—4.42			9.6
2	—	0.2(2)	—	3.1(1)	—		—0.57	—2.17		SE	9.8
3	—	0.3(1)	7.8(6)	0.2(1)	—		2.08	—1.62			10.0
4	21.0	—	—	0.2(1)	—		1.07	0.32			4.2
5	—	—	—	—	—		3.20	0.65			9.2
6	21.3	—	0.2(1)	0.4(1)	1.0(1)		3.18	1.76		SW	4.6
7	—	—	—	—	0.7(1)		5.91	0.78		W	8.2
8	19.2	0.1(1)	—	—	—	T <sup>45-45</sup> 4 p	4.13	4.61		W	8.6
9	17.4	—	—	—	1.0(1)		3.36	4.19	WNW	W	7.2
10	24.2	0.2(2)	—	—	—		3.55	2.73	W	WNW	6.2
11	25.7	—	—	—	—		1.11	—0.27			8.6
12	25.4	0.2(2)	—	—	0.8(1)		3.87	1.49		SSW	9.6
13	24.5	0.6(1)	0.1(1)	—	0.1(1)	T <sup>0 49 30 17-20</sup> 0-1 p, 3 p	0.72	0.69	SSW	SW	5.8
14	—	1.1(3)	0.5(2)	5.1(4)	—	T <sup>0 36 45 1 7 0</sup> 2-4 p, 5 p, 6-7 p	1.70	2.14		SW	9.6
15	21.8	0.1(1)	—	—	—		—1.93	2.85			9.4
16	20.6	—	—	0.3(2)	—		—2.57	2.33		N	6.2
17	15.1	—	—	—	—		—2.15	2.10			3.4
18	17.9	—	—	—	—		—1.50	1.79		NW	2.4
19	18.7	—	—	—	—		0.45	0.79	W	SSW	5.4
20	19.1	—	—	—	—		2.00	—0.46	NNW	N	2.2
21	26.0	—	—	—	—		1.55	2.56		WNW	5.6
22	25.1	—	—	—	—		0.79	0.04			1.4
23	20.0	—	—	—	—		3.30	0.27			0.0
24	26.1	—	—	5.5(1)	10.3(4)	R <sup>1 55 45</sup> 4-6 p	1.16	0.58	WNW	SW	1.6
25	22.4	1.7(2)	—	—	—		0.57	2.88		SW	9.4
26	17.9	—	—	—	—		0.33	4.26	WSW	W	4.8
27	26.1	—	—	—	—		3.04	0.56	W	WSW	8.0
28	20.2	2.5(2)	0.1(1)	—	—		4.16	3.15		W	6.2
29	27.5	—	—	—	—		2.00	6.28		W	6.4
30	21.2	—	—	—	0.1(1)		3.42	3.43		W	1.2
31	18.9	—	—	—	—		1.14	7.92	W	W	4.2

Datum	Linien- intensität bei 1.5 Atmos- phären- schichten	Menge und Dauer der Niederschläge				R, T	Windkomponenten		Zugrichtung der oberen   unteren Wolken zwischen 60 und 120		Mittl. Bewöl- kung 60-120
		n <sub>a</sub>	a	p	n <sub>p</sub>		S-N	W-E			
1895											
September											
1	23.2	—	—	—	—		0.92	5.78	NW	W	5.0
2	17.4	—	—	—	—		0.04	1.55			0.8
3	22.1	—	—	—	—		1.27	— 3.14	S		2.8
4	19.5	—	—	—	—		3.32	0.57	W		0.8
5	24.9	—	—	—	—		0.19	2.59	WNW	SW	4.8
6	24.4	—	—	—	—		— 0.61	— 1.05	S		1.0
7	26.4	—	—	0.5 (1)	2.0 (4)	$R_{4-6}^{1\ 15\ 15}, T_{9p}^{0\ 15-45}$	— 1.20	0.47	WSW		3.2
8	23.0	0.2 (2)	0.1 (1)	—	—		0.79	1.09		NW	8.4
9	23.1	—	—	—	—		— 2.10	3.65	NW	NW	5.8
10	22.4	—	—	—	—		— 0.61	0.43			0.0
11	22.2	—	—	1.1 (3)	3.0 (5)	$T_{1p}^{0\ 22}$	4.23	— 1.32	WSW	SW	7.6
12	22.8	0.1 (1)	—	0.3 (3)	—		3.76	2.54		W	6.6
13	22.0	—	—	2.6 (3)	1.8 (3)		3.70	5.29		W	8.2
14	21.3	—	1.2 (2)	1.3 (5)	0.1 (1)	$T_{1-2p, 2-3p, 3-4p}^{0\ 5\ 0\ 30\ 30\ 45\ 30}$	— 0.56	6.69		NW	9.6
15	19.8	—	—	—	—		— 3.10	2.72		NNW	9.4
16	19.8	0.2 (2)	—	—	—		— 2.07	1.48		NW	9.0
17	23.1	—	—	0.3 (3)	3.0 (6)		— 0.24	5.59		WNW	9.4
18	21.0	0.5 (4)	0.2 (2)	—	—		— 0.08	6.50			10.0
19	21.0	—	—	—	—		3.63	2.75		WNW	4.0
20	15.8	—	—	—	—		— 1.20	6.23		WNW	3.2
21	15.5	—	—	—	—		— 2.23	4.51		NNW	8.2
22	19.4	—	—	—	—		0.54	0.55		NW	1.2
23	17.5	—	—	—	—		3.00	— 1.13			1.2
24	20.2	—	—	—	—		2.38	1.70			0.0
25	14.9	—	—	—	—		— 1.99	— 0.92			5.8
26	18.1	—	—	—	—		0.52	— 4.18	N		4.0
27	18.2	—	—	—	—		0.64	— 1.25			1.0
28	24.0	—	—	—	—		— 1.64	1.08			0.8
29	23.0	—	—	—	—		— 0.88	— 0.41			0.0
30	24.5	—	—	—	—		0.08	— 1.29			1.6
Oktober											
1	19.7	0.1 (1)	0.1 (1)	—	—		0.37	— 4.39			8.2
2	23.8	—	—	0.1 (1)	—		1.74	— 2.09			0.6
3	—	0.7 (3)	—	—	—		2.85	2.67		SW	9.4
7	—	2.8 (6)	0.1 (1)	—	—		4.34	2.92		W	9.8
8	16.7	—	—	—	—		1.83	2.50	WSW	S	2.6
9	21.9	—	—	—	—		2.41	— 4.25	SSW	S	7.2
10	24.2	—	—	—	—		2.66	— 0.85			9.2
11	15.6	5.4 (5)	0.9 (3)	0.2 (1)	—		5.02	1.36		WSW	8.6
12	—	2.4 (6)	2.0 (6)	1.5 (3)	—		4.49	5.07			10.0

Datum	Linien- Intensität bei 1.5 Atmo- sphären- schichten	Menge und Dauer der Niederschläge				R, T	Windkomponenten		Zugrichtung der oberen   unteren Wolken zwischen 6a und 12a		Mittl. Besül- kung 6a-12a
		n <sub>a</sub>	a	p	n <sub>p</sub>		S-N	W-E			
1896											
März 18	19.9	—	—	—	—		2.83	3.63	SW		7.2
19	17.0	—	—	—	—		4.39	1.66	SSW	SW	6.6
20	20.8	—	—	—	—		—0.17	2.00			9.8
21	18.7	—	0.1(1)	—	—		—0.81	—1.63			7.8
22	17.7	—	—	—	—		1.49	—1.31			0.0
23	17.2	—	—	—	—		1.78	—1.66	W	W	2.2
24	19.2	—	—	—	0.1(1)		0.60	0.83			0.6
25	17.9	—	—	—	—		0.24	2.82	WSW		1.4
26	17.9	—	—	—	—	° 34 T 4P	1.95	—1.38	S	S	2.4
27	13.7	—	—	0.5(2)	3.9(6)		1.09	4.20		SW	5.2
28		4.1(6)	4.5(6)	0.4(2)	—		0.20	5.18		WNW	10.0
29	12.6	—	0.1(1)	—	—		—1.14	5.49			9.2
30		0.1(1)	0.6(4)	—	—		—0.98	3.71			9.8
31		2.7(6)	1.1(4)	3.3(3)	2.3(5)		—5.35	0.32			10.0

Datum	Linien- Intensität bei 3.0 Atmo- sphären- schichten	Menge und Dauer der Niederschläge				R, T	Windkomponenten		Zugrichtung der oberen   unteren Wolken zwischen 6a und 12a		Mittl. Besül- kung 6a-12a
		n <sub>a</sub>	a	p	n <sub>p</sub>		S-N	W-E			
1895											
Oktober 15		—	0.1(1)	—	0.7(3)						10.0
16	19.7	0.2(2)	3.2(4)	8.4(6)	1.0(3)		—0.40	—1.69			10.0
17		2.3(4)	0.2(2)	0.7(1)	—						8.2
18	19.0	—	0.1(1)	—	—		—2.26	2.28	NE	NNE	2.2
19	24.3	—	—	—	—		0.02	1.52		NE	3.8
20		—	0.1(1)	—	0.5(2)						9.4
21	18.3	—	0.1(1)	0.1(1)	—		0.03	3.40		NW	6.8
22		—	—	—	—						9.6
24		4.7(6)	2.1(4)	—	—						10.0
25	20.8	—	0.1(1)	—	—		3.05	0.89	SW	SSW	3.2
26		—	0.5(1)	3.8(6)	—						8.4
27	18.7	—	0.1(1)	—	—		2.69	1.09			2.4
28	17.1	—	—	—	—		3.03	0.72			4.8
29		—	1.7(4)	—	—						10.0
30		2.6(4)	0.1(1)	—	—						8.8
31	19.5	—	—	—	—		3.28	1.89			0.6
November 1		—	—	—	—						10.0
2	15.7	—	—	—	—		0.20	—0.37		ESE	7.4
3	29.4	—	—	0.3(2)	0.1(1)		2.01	—3.53			8.6

Datum	Linien- intensität bei 3.0 Atmos- phären- schichten	Menge und Dauer der Niederschläge				T, T	Windkomponenten		Zugrichtung der oberen   unteren Wolken zwischen 6a und 12a		Mittl. Bewöl- kung 6a-12a	
		n <sub>a</sub>	a	p	n <sub>p</sub>		S-N	W-E				
1895												
November	4	26.3	—	—	—	—	2.97	0.50	WSW	WSW	5.8	
	5	27.3	—	—	—	0.5(2)	5.56	—	W	W	7.4	
	6	27.0	—	3.8(6)	0.5(3)	—	6.46	0.75	—	—	8.4	
	7	25.0	—	—	0.8(3)	3.9(6)	—	—	W	W	5.8	
	8		17.1(6)	7.9(5)	—	—	5.43	3.70	—	—	9.8	
	9		2.1(4)	4.1(6)	1.4(4)	0.1(1)	—	—	—	—	10.0	
	10	23.7	—	—	—	—	3.18	7.05	WNW	WNW	9.4	
	11	29.3	—	—	—	—	3.10	— 2.16	W	W	7.4	
	12	—	—	0.7(4)	0.7(1)	7.1(5)	—	—	—	—	9.8	
	13	22.2	—	—	—	—	5.06	1.45	SW	SW	5.9	
	14	16.9	—	—	—	—	5.28	3.56	W	W	1.2	
	15	17.5	—	—	—	—	5.94	2.18	WNW	WNW	5.0	
	16	30.6	—	0.3(1)	—	—	5.53	0.88	SW	SW	7.8	
	17	27.0	—	—	—	—	6.15	0.95	SW	SW	4.6	
	18		0.4(3)	—	—	—	—	—	—	—	8.0	
	21		—	0.2(2)	—	—	—	—	—	—	5.8	
	22	15.0	—	—	—	—	1.54	— 3.78	SSE	SSE	1.0	
	23	14.9	—	—	—	—	3.65	— 3.91	SE	SE	4.0	
	24	22.1	—	—	—	—	— 1.43	— 6.60	E	E	10.0	
	25	—	—	—	—	—	—	—	—	—	9.8	
	26	—	—	—	—	—	—	—	—	—	10.0	
	27	16.9	—	—	—	—	1.55	0.88	W	W	8.4	
	28	—	—	—	—	—	—	—	—	—	10.0	
	29	8.7	—	—	—	—	0.72	— 6.37	E	E	8.0	
	30	—	—	—	—	—	—	—	—	—	4.4	
Dezember	3	—	—	—	0.1(1)	1.0(5)	—	—	—	SE	SE	8.2
	4	23.5	0.1(1)	0.6(3)	0.1(1)	0.3(1)	5.68	2.33	WNW	WNW	8.2	
	5	—	4.3(6)	2.2(5)	3.0(4)	—	—	—	W	W	10.0	
	6	18.5	3.4(4)	0.5(3)	—	0.1(1)	4.31	10.29	—	—	6.8	
	7	—	3.7(2)	0.3(1)	0.7(4)	—	—	—	NW	NW	8.6	
	8	19.0	5.0(6)	0.3(2)	—	0.2(2)	2.41	12.73	WNW	WNW	9.6	
	9	—	0.6(4)	1.1(5)	0.1(1)	1.2(4)	—	—	—	—	10.0	
	11	—	—	—	—	—	—	—	NW	NW	9.4	
	12	18.6	—	—	—	—	1.63	3.55	S	S	9.4	
	13	—	—	0.6(2)	1.6(4)	—	—	—	—	—	8.6	
	15	—	—	—	—	—	—	—	—	—	10.0	
	16	20.4	—	—	—	—	1.57	— 2.63	—	—	7.4	
	17	—	—	—	—	—	—	—	—	—	6.0	
	28	—	—	—	—	—	—	—	E	E	9.4	
	29	10.6	—	—	—	—	2.45	— 1.52	NNW	NNW	3.4	
	30	22.2	0.2(2)	—	—	0.1(1)	3.13	— 3.40	SSW	SSW	6.0	
	31	—	4.4(6)	1.7(3)	0.9(4)	—	—	—	—	—	10.0	

Datum	Linien-Intensität bei 30 Atmosphären-schichten	Menge und Dauer der Niederschläge				R, T	Windkomponenten		Zugrichtung der oberen   unteren Wolken zwischen 6a und 12a		Mittl. Bewölkung 6a-12a
		n <sub>a</sub>	a	p	n <sub>p</sub>		S-N	W-E			
1896											
Januar											
8		0.3(3)	0.2(2)	—	0.4(3)						10.0
9	14.3	0.1(1)	—	0.8(4)	—		-6.61	0.63		NE	5.4
10	14.9	—	—	—	—		-2.64	0.85			0.8
11		0.1(1)	—	0.1(1)	0.4(4)						10.0
15		—	—	—	4.3(3)					W	9.8
16	15.7	0.2(1)	1.0(2)	0.1(1)	1.7(1)		2.58	6.88	W		7.8
17	15.9	2.5(4)	—	—	—		2.35	8.38		NW	5.8
18		—	1.3(4)	0.6(3)	0.1(1)						10.0
24		—	—	—	—					SSW	9.0
25	22.8	—	—	0.1(1)	0.6(2)		3.73	1.38	WSW	SW	6.0
26		2.0(6)	0.2(2)	—	—						10.0
27	13.7	—	—	—	—		0.65	-4.97			1.2
28	10.7	—	—	—	—		2.81	-2.98			0.4
29		0.2(1)	0.5(3)	—	—						8.0
Februar											
2		0.9(5)	0.1(1)	0.3(3)	0.1(1)						9.4
3	17.3	—	—	—	—		-1.31	5.11			9.8
4		—	—	—	—						2.6
12		—	—	—	1.5(2)						10.0
13	12.8	0.1(1)	—	0.1(1)	—		-3.22	7.22		W	9.2
14	15.6	—	0.5(1)	—	2.8(4)		-2.97	2.99		N	8.8
15	16.7	2.7(6)	—	—	—		-0.48	-1.87			6.4
16	15.0	—	—	—	—		-0.78	-0.54			0.8
17		0.2(1)	—	—	—						10.0
18		—	—	—	—						10.0
19	21.1	—	—	—	—		2.22	-5.22			9.0
20	15.7	—	—	—	—		0.85	-1.14			0.6
21	15.2	—	—	—	—					ESE	2.2
22	17.4	—	—	—	—		1.58	-7.15		E	2.4
23	12.6	—	—	—	—			-7.85			0.0
24		—	—	—	—						6.8
26		—	—	—	—					SE	9.8
27	19.7	—	—	—	—		-0.46	-1.04	SW		2.8
28		—	2.5(5)	—	1.5(1)						10.0
29	13.1	0.1(1)	—	0.1(1)	—		-2.72	8.42		NW	4.8
März											
1	14.8	—	—	1.0(1)	7.2(6)		-3.36	3.29	WNW		8.2
2	18.6	1.1(4)	—	—	0.1(1)		3.19	4.58		SW	9.2
3	22.0	—	—	—	—		2.17	5.85		SW	7.4
4	26.2	—	—	—	—		6.85	1.16			10.0
5	18.2	—	—	—	0.3(1)		5.70	2.19		SSW	7.4
6	20.9	—	0.1(1)	0.3(2)	3.0(6)		2.91	4.15		SSW	7.6
7	17.4	5.2(4)	1.8(3)	1.5(1)	—		2.52	9.05		W	9.0

Datum	Linien- intensität bei 3.0 Atmo- sphären- schichten	Menge und Dauer der Niederschläge				R, T	Windkomponenten		Zugrichtung der oberen   unteren Wolken zwischen 6a und 12a	Mittl. Bewöl- kung 6a-12a
		n <sub>a</sub>	a	p	n <sub>p</sub>		S-N	W-E		
1896 März 8	—	—	—	—	0.6(3)				W	9.8
9	20.0	3.7(6)	0.2(2)	—	—		— 1.09	3.24		9.8
10	—	—	—	—	—				NNE	9.2
11	17.7	—	—	1.3(1)	2.1(5)		— 0.48	2.55	SSW	10.0
12	14.6	0.1(1)	0.4(1)	—	0.8(4)		— 1.64	5.88	W	8.6
13	12.6	—	0.6(2)	—	—		— 0.39	12.28	NW	9.0
14	10.3	—	—	—	—		— 1.30	0.58	WNW	7.6
15	18.2	—	—	0.1(1)	—		0.10	— 3.60	WNW	8.6
16	—	—	0.1(1)	—	1.9(5)				W	10.0
17	18.9	—	—	—	—		2.41	6.04	W	2.2

In der vorstehenden Tabelle, deren Einzelheiten zum Teil erst später zur Erörterung gelangen sollen, enthält die zweite Kolonne die Mittelwerte der Linienintensitäten der früher mit den Buchstaben a bis f bezeichneten Wasserdampflinien auf die Weglänge von 1.50 bzw. 3.00 Atmosphärenschichten bezogen. Zur Ermittlung des jährlichen Ganges fassen wir zunächst die mittleren Monatswerte in das Auge, denen in der folgenden Übersicht in Klammern die Zahl der Beobachtungstage beigelegt sind, die infolge der ungünstigeren Bewölkungsverhältnisse in der kalten Jahreszeit im Winter wesentlich kleiner ausgefallen ist als im Herbst und Sommer. Da aber gerade die Tage mit starker Bewölkung im Winter auch den größeren Wasserdampfgehalt in der Atmosphäre aufweisen, so ist zu befürchten, daß die Mittelwerte der Linienintensitäten namentlich hier etwas hinter dem eigentlichen Monatsmittel zurückgeblieben sind.

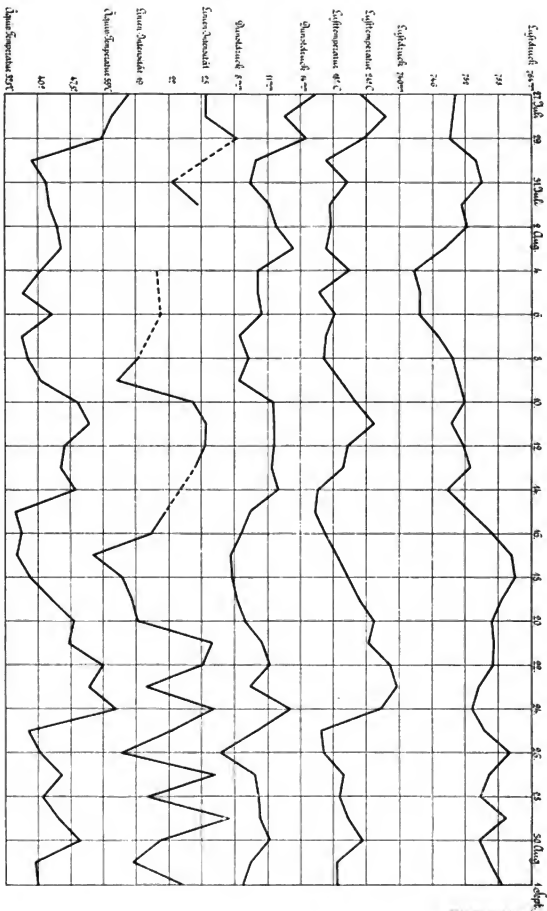
## Mittlere monatliche Linien-Intensität (1895/96)

Weglänge in Atmosphärenschichten:	August	September	Oktober	November	Dezember	Januar	Februar	März
1.5	21.9 (26)	21.0 (29)	17.3 (14)	17.9 (19)	16.7 (8)	13.9 (8)	13.3 (12)	14.8 (25)
3.0				22.0	19.3	15.4	16.0	

## Mittlerer monatlicher Dunstdruck

	August	September	Oktober	November	Dezember	Januar	Februar	März
9 <sup>a</sup> -12 <sup>a</sup>	10.0 (26)	9.3 (29)	6.7 (14)	5.7 (19)	3.9 (8)	3.1 (8)	3.3 (12)	5.4 (25)
9 <sup>a</sup> -12 <sup>a</sup> } 1895/6	10.2 (31)	9.3 (30)	6.9 (31)	5.8 (30)	4.1 (31)	4.1 (31)	4.0 (29)	5.3 (31)
9 <sup>a</sup> -12 <sup>a</sup> , 10 Jahrgänge	10.5 (31)	9.0 (30)	7.3 (31)	5.4 (30)	4.2 (31)	4.0 (31)	4.0 (28)	4.6 (31)

Um zu prüfen, ob diesen Ergebnissen der spektroskopischen Messungen eine allgemeinere Bedeutung bis zu einem gewissen Umfange zukommt, habe ich dieselben in der folgenden Weise zu den mittleren Dunstdruckwerten in Beziehung gesetzt, für welche 10 Jahrgänge vorlagen. Es wurden für jeden Monat nach den stündlichen Aufzeichnungen am Potsdamer Meteorologischen Observatorium von 9 bis 12 Uhr vormittags drei verschiedene Mittel gebildet, von denen sich das erste auf die Tage mit Linienmessungen, das zweite auf die vollen Monate derselben Jahre bezog, während das dritte 10 Jahrgänge umfaßte. In der vorstehenden Übersicht sind die Werte sämtlich aufgeführt. Wie zu erwarten war, bleiben die Winterbeträge



August August

Fig. 3

Hierbei verweise ich auf die der Abhandlung in Wiedemanns Annalen Bd. 58 beigegebenen Figuren, in denen die zur Zeit der spektroskopischen Messungen bestimmten Temperatur- und Feuchtigkeitsangaben der Darstellung zugrunde gelegt sind. Auf die Wiedergabe der für die obigen Monate Oktober bis Februar entworfenen Kurven wurde verzichtet, da die spektroskopische Beobachtungsergebnisse infolge ungünstiger Bewölkungsverhältnisse zu häufig Unterbrechungen aufwies.

in der ersten Zeile hinter denen der zweiten, die sich den normalen mehr nähert, zurück; auch fällt der März heraus, der zu hohe Angaben zeigt; dieser war im Jahre 1896 auch auffallend warm. Im übrigen kann die Übereinstimmung der Werte des einen Jahrganges mit den aus 10 Jahrgängen hervorgegangenen Angaben eine befriedigende genannt werden. Ich glaube deshalb im Hinblick auf die enge Beziehung, welche zwischen dem Wasserdampfgehalt der unteren Luftschichten zu der Gesamtmenge des atmosphärischen Wasserdampfes vielfach besteht, schließen zu dürfen, daß die meisten der in der letzten Tabelle für die Linienintensitäten der einzelnen Monate aufgestellten Mittelwerte sich innerhalb kleinerer Grenzen den normalen Verhältnissen nähern. Nach dem vorliegenden Beobachtungsmaterial ist anzunehmen, daß das Julimittel noch etwas größer ausfallen wird als das des August, so daß sich der Unterschied zwischen dem „feuchtesten“ und „trockensten“ Monat auf ca. 8 Stufen beläuft, während die Stufendifferenz vom „feuchtesten“ und „trockensten“ Tage die Zahl 23.2 ergab, also etwa dreimal so groß ausfiel. Schwierigkeiten mancher Art verhinderten bisher die Ausführung von Messungen, um die Bedeutung eines „Stufenunterschiedes“ in absolutem Maß anzugeben. Gerade für das Potsdamer Observatorium dürfte die Kenntnis der bekannt gegebenen zahlenmäßigen Angaben über die Größe der Schwankungen im Wasserdampfgehalte der Atmosphäre von besonderem Vorteil sein, nachdem die Absicht besteht, aktinometrische Messungen fortlaufend auszuführen, und diese doch nur vergleichbar sind, wenn der absorbierende Einfluß des Wasserdampfes hinreichend genau bekannt ist.

Den veränderlichen Charakter des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre von Tag zu Tag übersieht man leichter, wenn man sich auf graphischem Wege ein Bild auf Grund der betreffenden Tabelle entwirft, wie es in den Figuren 3 bis 6 geschehen ist. Um die Beziehungen zu den meteorologischen Elementen der unteren Luftschichten besser überblicken zu können, sind die Werte für Luftdruck, Temperatur und Dunstdruck von 9 bis 12 Uhr vormittags gleichfalls in den Zeichnungen zur Darstellung gebracht worden. Außerdem wurde aber eine Kurve mit aufgenommen, welche die „äquivalente Temperatur“ für den Mittagstermin von Tag zu Tag wiedergibt. Den Anlaß dazu gab folgende Erwägung.

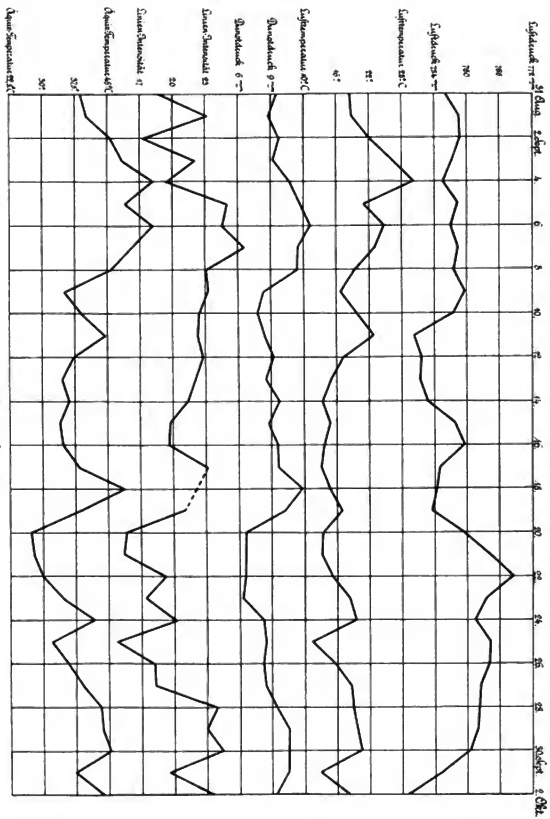
Nach früher gemachten Wahrnehmungen war es naheliegend, daß sich eine größere Übereinstimmung in den Änderungen des Wasserdampfgehaltes der Luft in den unteren Schichten und der Gesamtmenge zeigen würde; zunächst mußte es aber überraschen, daß sich auch im Verlaufe dieser Kurven ein Zusammenhang mit den aus den Temperaturmitteln gebildeten ausspricht. Dieses Ergebnis veranlaßte mich, ein Moment in die Untersuchung hineinzu ziehen, bei dem die Änderungen der Temperatur und des Wasserdampfgehaltes der Luft in den untersten Schichten gleichzeitig zum Ausdruck gelangen. Zu dem Zwecke wurden nach drei Richtungen hin Studien angestellt, die schließlich zur Berücksichtigung der „äquivalenten“ Temperatur führten, nachdem sich gezeigt hatte, daß weder die Verwendung der relativen Feuchtigkeit noch die Kenntnis der unteren Kondensationsgrenze bei der Annahme adiabatischer Zustände zu einer Vertiefung der Aufgabe führten. Bei der Berechnung der „äquivalenten“ Temperatur gelangten die Mittagsbeobachtungen zur Verwertung; doch ist nicht ausgeschlossen, daß andere Beobachtungstermine noch günstigere Bedingungen mit sich bringen.

Die große Bedeutung der „äquivalenten“ Temperatur bei rein meteorologischen und klimatologischen Fragen ist schon in der Abhandlung des Herrn Knoche<sup>1)</sup> hervorgetreten, in der sich auch die entsprechende Formel dafür vorfindet. Bezeichnet man mit  $b$  den Luft-

<sup>1)</sup> W. Knoche, Über die räumliche und zeitliche Verteilung des Wärmegehaltes der unteren Luftschicht. Inaug.-Diss.; außerdem, Archiv d. Deutschen Seewarte 1905. 46 S.

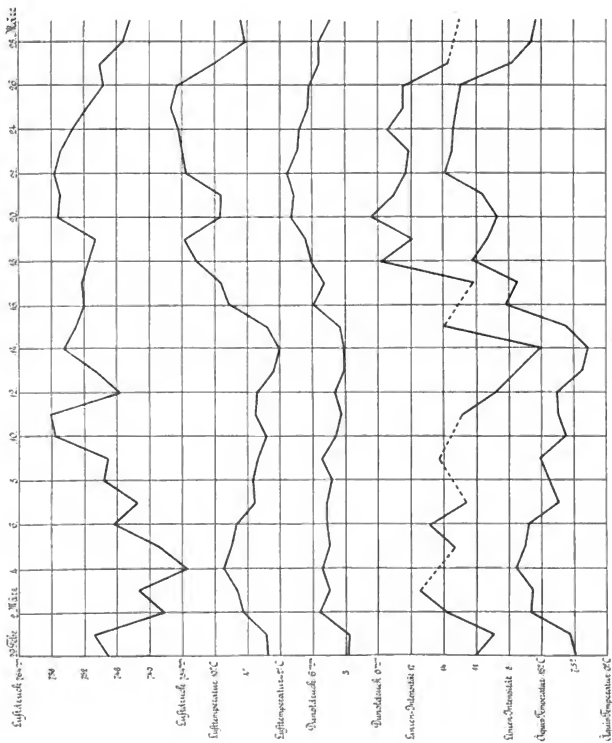


Theodor Arendt,



Monat September.

Fig. 4.



Monat März  
Fig. 5.

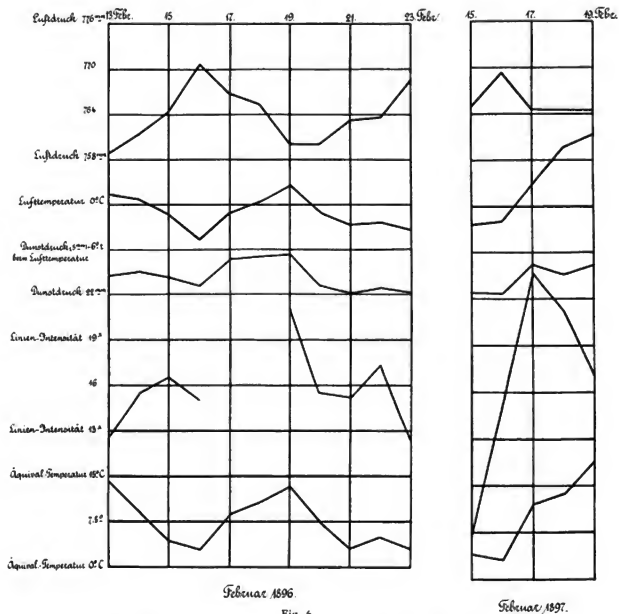


Fig. 6.

druck (mm), mit  $f$  den Wasserdampfgehalt (gr pro cbm) und mit  $t$  die Lufttemperatur ( $^{\circ}\text{C}$ ), so ergibt sich der Wert für die „äquivalente“ Temperatur  $T$  aus der Gleichung:

$$T = t + \frac{f(606,5 + 0,305t)(273 + t)760}{0,2375 \cdot 1000 \cdot 1,293 \cdot 273 \cdot b} \quad (1)$$

Es erschien mir um so wichtiger das Verhalten der „äquivalenten“ Temperatur zur Gesamtmenge des Wasserdampfes der Atmosphäre zu beleuchten, d. h. zu den Vorgängen in den höheren Luftschichten in Beziehung zu setzen, als die bisher vorliegenden Arbeiten, bei denen die „äquivalente“ Temperatur Berücksichtigung gefunden hat, sich nur auf die unteren Luftschichten erstrecken.

Zunächst aber möchte ich die Aufmerksamkeit auf den Zusammenhang zwischen dem Wasserdampfgehalt der Luft in den unteren Schichten und der Gesamtmenge in der Atmosphäre hinlenken, indem ich das einschlägige Material, nach verschiedenen Gesichtspunkten geordnet, wiedergebe. Zergliedert man dasselbe, für die wärmere und kältere Jahreszeit getrennt, einerseits nach der Menge des Wasserdampfgehaltes der Luft in der Nähe der Erdoberfläche, andererseits nach Linienintensitäten, wie es die nachstehende Übersicht zeigt, so tritt uns schon in der Verteilung der Maximalwerte fast in jeder Zeile ein gesetzmäßiger Charakter entgegen.

Wasserdampfgehalt der Luft in gr. p. cbm.	Linien-Intensität (Weglänge 1.5 bzw. 3.0 Atmosphärenschichten)									Proz. Anteil d. Max.-Wertes
	6-9	9-12	12-15	15-18	18-21	21-24	24-27	27-30	30-33	
Wärmere Jahreszeit										
5.0—6.4	2	2	2	—	—	—	—	—	—	33.3
6.5—7.9	—	9	2	2	—	—	—	—	—	69.2
8.0—9.4	1	4	11	6	2	—	—	—	—	45.8
9.5—10.9	—	—	6	10	3	1	—	—	—	50.0
11.0—12.4	—	—	—	1	8	—	—	—	—	88.9
12.5—13.9	—	—	—	—	2	—	—	—	—	100.0
14.0—15.4	—	—	—	—	1	1	—	—	—	50.0
Kältere Jahreszeit										
2.0—3.4	1	2	10	4	1	2	—	—	—	50.0
3.5—4.9	—	1	2	7	10	2	2	—	—	41.7
5.0—6.4	—	—	—	4	5	2	—	1	—	41.7
6.5—7.9	—	—	—	—	1	2	—	1	—	50.0
8.0—9.4	—	—	—	—	—	—	1	2	1	50.0
9.5—10.9	—	—	—	—	—	—	2	—	—	100.0

Möglicherweise hätte sich das Resultat noch günstiger gestaltet, wenn man die Zufälligkeiten, welche die hier getroffene Anordnung des Materials mit sich brachte, durch entsprechende Ausgleichsrechnungen beseitigt hätte. Bei der Wiedergabe der Tabelle wurde dies unterlassen, weil die hier wiedergegebenen Zahlen noch später andere Verwendung finden sollen. Aus denselben geht hervor, daß sich in der wärmeren Jahreszeit die Verteilung des Wasserdampfes der Atmosphäre häufiger gleichmäßig gestaltet als dies in den Wintermonaten der Fall ist, wo sich wahrscheinlich infolge der in der Höhe herrschenden wärmeren Luftströmungen auch recht verschiedenartige Verhältnisse hinsichtlich der Wasserdampfverteilung ausbilden können. Aus der recht regelmäßigen Anordnung der Maximalwerte in der Tabelle möchte ich die Berechtigung herleiten, die zusammengehörigen Werte gewissermaßen als die unter normalen Verhältnissen entstandenen zu betrachten und sie zum Ausgangspunkt von Berechnungen über den Zusammenhang des Wasserdampfgehaltes der unteren Luftschichten mit der Gesamtmenge machen zu dürfen. Nach der Methode der kleinsten Quadrate ergibt sich, wenn man mit  $y$  die Linienintensität und mit  $x$  die Wasserdampfmenge in der Nähe der Erdoberfläche in gr pro cbm bezeichnet, für die wärmere Jahreszeit bei einer Weglänge in der Luft von 1.50 Schichteinheiten:

$$y = 2.09x - 4.71, \quad \text{oder} \quad y_1 = y + 4.71 = 2.09x, \quad (2)$$

und für die kältere Jahreszeit, in der die Linienintensitäten auf eine Weglänge von 3.00 Schicht-einheiten bezogen sind:

$$y = 2.00x + 8.10, \quad \text{oder} \quad y_w = y - 8.10 = 2.00x.$$

In der letzten Form gibt sich eine gewisse Übereinstimmung mit der Formel kund, welche in dem Hannschen<sup>1)</sup> Lehrbuch der Berechnung der Wasserdampfmenge der Atmosphäre zugrunde gelegt wird. Man findet dort:

$$m = 2.3x \left(1 - 10^{-\frac{h}{5000}}\right), \quad \text{oder auch } m = nx,$$

wo  $h$  die Mächtigkeit der Luftschicht bezeichnet und  $x$  dieselbe Bedeutung hat wie in den vorstehenden Gleichungen. Für  $h = 5$  km ergibt sich:

$$m_1 = 2.07x.$$

während bei der Annahme  $h = \infty$  resultiert:

$$m_2 = 2.30x.$$

Darnach würde 0.9 des Betrages, welchen wir für  $y$  ermittelt haben, die Menge des Wasserdampfes in kg für eine Luftsäule von 1 qm Fläche angeben.

Die letzte Tabelle gewährt auch Anhaltspunkte zur Beurteilung der Zuverlässigkeit der Ergebnisse, die auf rechnerischem Wege über den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre gewonnen werden. Selbst wenn man dem Umstände Rechnung trägt, daß von einer Zahl von Tagen keine spektroskopischen Messungen vorliegen, deren Berücksichtigung das Verhältnis noch günstiger gestaltet hätte, bleibt doch immer der begründete Einwand, daß sich der durch Rechnung erhaltene Wert zu oft als unsicher erweist, als daß es angängig sein dürfte, auf die Weise den störenden Einfluß des Wasserdampfes der Luft bei aktinometrischen, photometrischen und in gewissem Umfange auch bei luftelektrischen Untersuchungen zahlenmäßig festzustellen; man wird hierbei stets zur direkten Bestimmung vermittels des Spektrometers schreiten müssen. Aus dem Vorzeichen und der Größe der Abweichungen der Werte für die Linienintensitäten, welche sich aus den beiden von mir aufgestellten Gleichungen auf Grund von Beobachtungen an der Erdoberfläche ergeben, kann man von Fall zu Fall auch Schlüsse über die Verteilung des Wasserdampfes im Luftmeere ziehen; bis zu welchem Grade sich dies noch verschärfen läßt, werden wir weiter unten noch deutlicher sehen.

Die Berechtigung zur Darstellung des Zusammenhanges der Dampfmengen in den unteren und oberen Luftschichten durch eine Gleichung von der linearen Form zeigt sich auch bei der Behandlung des Beobachtungsmaterials nach dem folgenden Verfahren. Bezieht man die Angaben für  $y$  und  $x$  auf ein rechtwinkliges Koordinatensystem, auf dessen  $x$ -Axe die Linienintensitäten, auf dessen  $y$ -Axe die Wasserdampfmengen der untersten Luftschicht in gr pro cbm in gleichen Abständen abgetragen sind, so wird der Schnittpunkt von je zwei, an entsprechenden Stellen auf der Ordinaten- und Abszissenaxe errichteten Senkrechten, die Beziehung bei Größen zu einander an einem bestimmten Tage angeben. Bei der Ausführung der Arbeit wurden natürlich diese Linien fortgelassen und nur die Schnittpunkte angedeutet. Hierbei zeigte sich eine derartige gleichmäßige Anordnung der Punkte, daß man die Verteilung der Punkte leicht durch eine Linie mit nur schwachen Krümmungen, die sich sehr einer Geraden nähert, kennzeichnen konnte. Dies gelang beim Zusammenfassen der Beobachtungen in den Zeiträumen vom 27. Juli bis 11. Oktober (Fig. 7), vom 16. Oktober bis Ende Februar (Fig. 8), sowie auch dann, wenn alle Beobachtungen vom Juli bis März (Fig. 9) gleichzeitig berücksichtigt wurden. Für kleinere Zeitabschnitte war das Material zu wenig ausgeglichen und das Ergebnis weniger der Erwartung entsprechend.

<sup>1)</sup> Hann, Lehrbuch der Meteorologie, Leipzig 1906. S. 171.

Es mag schon hier erwähnt werden, daß auch der Versuch unternommen wurde, auf die gleiche Weise den Zusammenhang zwischen der Linienintensität und der Lufttemperatur zu studieren, wobei ich die Tagesmittel aus 24stündigen Beobachtungen und auch andere bestimmte Terminablesungen der Thermometer heranzog. Am günstigsten lagen die Verhältnisse in dem in der Figur 10 gekennzeichneten Falle, während die Verteilung der Punkte sonst eine größere Ungleichmäßigkeit aufwies, die auf keine einfache Beziehung hinwies. Die Prüfung wurde deshalb nach anderer Richtung hin fortgesetzt. Zu dem Zwecke sind die Werte für die Linienintensität nach der Größe in Gruppen zerlegt und deren Mittelwerte festgestellt worden. Dies geschah auch bezüglich der den betreffenden Tagen zugehörigen Angaben des Feuchtigkeitsgehaltes und des Tagesmittels der Lufttemperatur nach 24stündigen Beobachtungen. In der Tabelle S. 158 findet man außerdem die Mittelwerte der Temperatur  $t_h$  an der unteren Kondensationsgrenze der Wolken, aber nur für die wärmere Jahreszeit. Diese Temperaturwerte sind nach der Formel des Herrn Hennig<sup>1)</sup> berechnet worden, die adiabatische Zustände voraussetzt. Die Formel lautet:

$$t_h = 1.22 t_c - 0.22 t,$$

in der  $t_c$  die Taupunkt- und  $t$  die Lufttemperatur bezeichnet.

Um den Gang der Zahlen in den einzelnen Kolumnen der Tabelle besser verfolgen zu können, sind die Werte in der Figur 11 nochmals graphisch zur Darstellung gebracht; zur leichteren Unterscheidung ist den Kurven für die wärmere Jahreszeit ein S, für die kältere ein W beigefügt; außerdem sind die Kurven für Wasserdampf und Lufttemperatur durch ein beigefügtes  $x_m$  bzw.  $t_m$  kenntlich gemacht. Daß die Angaben in den Grenzwerten stärkere Abweichungen aufweisen, mag zum Teil daher rühren, daß diese Gruppen Linienintensitäten von beträchtlicheren Größenunterschieden umfassen als die übrigen. Besonders auffällig bleibt das Verhalten der beiden meteorologischen Elemente bei den Linienintensitäten 17 bis 20 etwa, die sich aber für verschiedene Jahreszeiten auf ungleiche Weglängen beziehen. Man muß

<sup>1)</sup> R. Hennig, Eine einfache Formel, die ungefähre Höhe der Wolkenbildung bei adiabatischen Zuständen zu bestimmen. Meteorologische Zeitschr. 1895. S. 125—130.

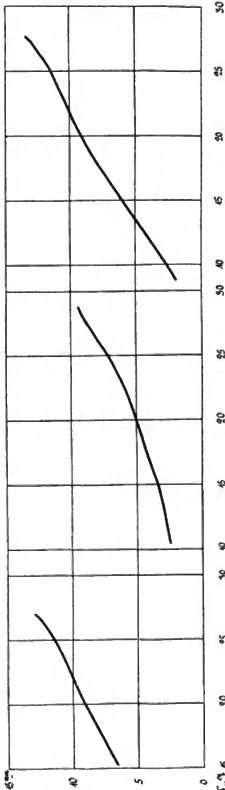


Fig. 9.

Fig. 8.

Fig. 7.

annahmen, daß sich unter den hierbei gültigen Bedingungen meteorologische Zustände herausbilden, die einen von den sonstigen Vorgängen recht abweichenden Charakter besitzen. Größeres Interesse beanspruchen auch die Zahlen der letzten

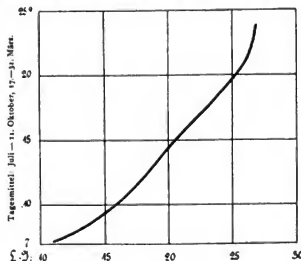


Fig. 10.

Reihe zeichnet sich durch eine recht gleichmäßige Verteilung der Werte aus. In der Figur 11 wurde die entsprechende Zeichnung nicht mit aufgenommen, um die Übersichtlichkeit des Vorhandenen nicht zu stören. Auch für  $t_h$  ließ sich nach der Methode der kleinsten Quadrate eine einfache Gleichung aufstellen, welche dem gesetzmäßigen Zusammenhang zur Linienintensität ( $y$ ) zum Ausdruck bringt; die Formel lautet:

$$y = 1.29 t_h + 11.6.$$

Eine erhöhte Bedeutung gewinnt dieselbe, wenn gleichzeitig spektroskopische Messungen und Bestimmungen der Höhe der unteren Wolken vom Beobachtungsorte vorliegen. Diese Kenntnis kann zu einer Entscheidung darüber führen, ob man es mit adiabatischen Vorgängen zu tun hatte

oder nicht. Leider ist es mir s. Z. nicht gelungen am Potsdamer Observatorium während des Internationalen Wolkenjahres eine Erweiterung des Beobachtungsprogramms in dem ange deuteten Sinne herbeizuführen. Ich bin der festen Überzeugung, daß man auf dem angedeuteten

Zahl der Tage	Alle Beob. zusammengefaßt, bei denen die Linien-Intens. zwischen	Linien-Int. bei 1.5 bzw. 3.0 Atmosphärenschichten	Mischungsverhältnis an der Erdoberfläche: 12%	Tagesmittel der Lufttemperatur nach stündl. Beob.	$t_h$
a) Beob. vom 27. Juli bis 11. Oktober.					
5	13—15.9	15.4	7.2	11.7	2.9
10	16—18.9	17.9	8.0	15.8	4.6
18	19—21.9	20.4	9.4	15.8	7.8
21	22—24.9	23.4	9.8	16.8	8.4
11	25 u. darüber	26.1	12.2	21.3	11.3

b) Beob. vom 12. Oktober bis Ende Februar.

5	unter 13	11.1	2.9	— 4.2	
13	13—15.9	15.0	3.4	— 2.4	
11	16—18.9	17.6	4.8	1.9	
8	19—21.9	20.0	4.8	1.8	
8	22—24.9	23.2	5.2	3.2	
7	25 u. darüber	28.1	8.1	8.9	

Wege besser als bisher die bei theoretischen Betrachtungen über die dynamischen Vorgänge in der Atmosphäre zu machenden meteorologischen Voraussetzungen studieren kann; auch für die wissenschaftliche Vertiefung der Wettervorhersage dürften diese Ergebnisse von größtem Nutzen sein. Durch Kombination der beiden letzten Gleichungen gelangt man zu dem Ausdruck:

$$y = 1.57 t_c - 0.28 t + 11.59.$$

Vermittels desselben wurde nun die Linienintensität für alle Beobachtungstage festgestellt und eine Vergleichung der aus der Beobachtung und der Berechnung hervorgegangenen Werte durchgeführt; auf diese Weise war es möglich, diejenigen Tage ausfindig zu machen, welche von der getroffenen Voraussetzung adiabatischer Bedingungen wesentlich abwichen. Der Rechnung liegen die Beobachtungen von 12 Uhr mittags zugrunde.

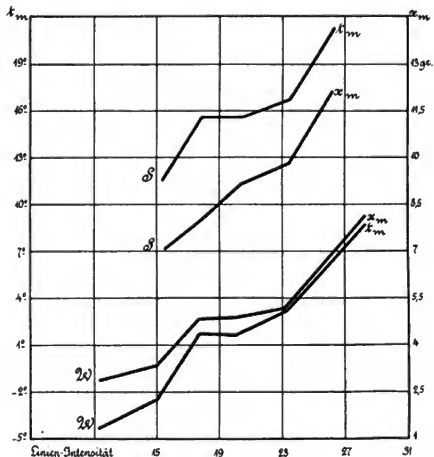


Fig. 11.

In der Mehrzahl der Fälle zeigte sich eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den berechneten und beobachteten Angaben, indem sich hier die Abweichungen in positivem und negativem Sinne meist 1 Stufe nur wenig überschritten, oft aber noch darunter blieben. Größere Unterschiede, die etwa zwischen 2.5 und 7.7 Stufen der Linienintensität sich bewegten, gelangten an 32 Beobachtungszeiten zur Erscheinung und zwar verteilen sich dieselben über die einzelnen Monate folgendermaßen:

1895 Juli	insgesamt	4 Tage	2 mit pos. Abweich.	— mit neg. Abweich.
August	"	26 "	7 " " "	3 " " "
September	"	29 "	7 " " "	6 " " "
Oktober	"	6 "	1 " " "	1 " " "
1896 März	"	12 "	1 " " "	4 " " "



Demnach ließen sich innerhalb eines Zeitraumes von 77 Tagen 18 Tage mit größeren positiven, 14 mit größeren negativen Abweichungen feststellen; der mittlere Betrag derselben ergab sich in ersterem Sinne 4.1 Linienintensitäten, in letzterem 3.4; auch machten sich in den positiven Abweichungen die größten Werte bemerkbar. An zwei aufeinander folgenden Tagen trat nur einmal in dem gleichen positiven Sinne ein größerer Unterschied zwischen Berechnung und Beobachtung zutage, während es dreimal vorkam, daß an zwei, einmal sogar an drei aufeinanderfolgenden Tagen, größere negative Abweichungen konstatiert wurden.

Zur Beurteilung der Witterungsverhältnisse an den Tagen, an welchen sich der berechnete Wert von dem beobachteten merklich unterschied, möchte ich folgendes anführen. Im wesentlichen war beim Vorhandensein der positiven Abweichung eine untere Luftströmung mit ausgesprochener westlicher Komponente vorherrschend; das Wetter war trübe und regnerisch. Vereinigt man die Bewölkungsschätzungen um 7 und 8 Uhr morgens sowie diejenigen um 8 und 9 Uhr abends zu Mittelwerten, so ergibt sich in dem Zeitraum vom 27. Juli bis 2. September (10 Tage) die mittlere Bewölkung für die Morgenstunden zu 4.7, für die Abendstunden zu 6.9, also eine merkliche Zunahme im Laufe des Tages. Dies trifft indessen nicht mehr zu für die übrigen Tage mit positiver Abweichung, an denen meist heiteres Wetter herrschte. Zur Charakterisierung der Witterung an den Tagen, für welche die Berechnung der Linienintensitäten zu kleineren Zahlen als die Beobachtung führte, ist zu bemerken, daß der Wind vornehmlich aus südlicher Richtung wehte. Im Gange der Bewölkung gab sich ein entgegengesetztes Verhalten kund; der Mittelwert für den Sommer und Herbst (10 Tage) bei Berücksichtigung derselben Beobachtungstermine betrug für 7<sup>u</sup> und 8<sup>u</sup>: 4.6, für 8<sup>u</sup> und 9<sup>u</sup>: 2.3. Außerdem möchte ich hinzufügen, daß die theoretisch ermittelte untere Kondensationsgrenze der Wolken im Mittel aus allen Tagen mit positiver Abweichung um 600 m tiefer lag als bei denen mit negativer Abweichung.

Das vorliegende Beobachtungsmaterial wurde auch dazu benutzt darzutun, in welchem Umfange sich eine Übereinstimmung hinsichtlich des Vorzeichens bei Änderungen der Linienintensitäten von einem Tage zum anderen und der Mittel aus Temperatur, Feuchtigkeit und Luftdruck bemerkbar macht.

Sinn der Änderung		Nach der Auszählung			Prozentische Verteilung		
der Linien- Intensität	d. Tagesmittel d. met. Elem.	Temperatur	Dunstdruck	Luftdruck	Temperatur	Dunstdruck	Luftdruck
<b>Wärmere Jahreszeit</b>							
+	+	18	22	13	27.7	33.8	20.0
+	—	11	7	16	16.9	10.8	24.6
—	+	20	15	19	30.8	23.1	29.2
—	—	16	21	17	24.6	32.3	26.2
<b>Kältere Jahreszeit</b>							
+	+	11	11	11	31.4	31.4	31.4
+	—	8	8	8	22.9	22.9	22.9
—	+	6	10	10	17.1	28.6	28.6
—	—	10	6	6	28.6	17.1	17.1

Nach dieser Zusammenstellung, bei der allerdings alle Größenunterschiede außer acht gelassen sind, treten demnach in der wärmeren Jahreszeit gleichsinnige Änderungen in der Gesamtmenge des Wasserdampfes der Atmosphäre und der untersten Luftschicht an etwa  $\frac{1}{2}$

der Tage mit spektroskopischen Messungen auf, während eine verhältnismäßig kleine Zahl, etwa 11%, auf die Zeit entfällt, in der einer Zunahme der gesamten Wasserdampfmenge eine Abnahme derselben in der Nähe der Erdoberfläche entspricht. Diese Tage fallen fast sämtlich auf den September, der sich schon bei der vorangegangenen Erörterung durch auffallende Verhältnisse auszeichnete. Betrachtet man die Lufttemperatur im Zusammenhang mit den von Tag zu Tag auftretenden Änderungen der Linienintensität, so zeigen sich die stärksten Gegensätze, wenn man die Häufigkeit der täglichen Unterschiede mit entgegengesetztem Vorzeichen in das Auge faßt. Bei zunehmender Linienintensität trat in 17%, der Fälle eine Abnahme der Lufttemperatur in der unteren Luftschrift ein, und nahezu doppelt so oft kam es vor, daß bei abnehmender Wasserdampfmenge der Atmosphäre eine Temperatursteigerung der Luft eintrat. Die Spalte für die Luftdruckänderung weist geringere Unterschiede auf als die für Temperatur und Feuchtigkeit; der Maximalwert mit 29,2%, fällt mit dem für die erstere zusammen, während der um 9,2% geringere Minimalwert anzeigt, daß nur in 20% der Beobachtungstage der Luftdruck gleichzeitig mit der Linienintensität von einem Tage zum anderen zunahm.

In dem kälteren Teile des Jahres, von dem allerdings etwa nur halb so viele Beobachtungen vorliegen, und für den das Endergebnis dementsprechend auch größere Unsicherheiten einschließt, fallen die Maximalwerte für alle drei meteorologischen Elemente auf das gleiche Vorzeichen mit der Wasserdampflinienänderung; d. h. bei zunehmender Linienintensität war in 31,4% der Fälle auch der Luftdruck, die Temperatur und die Feuchtigkeit zum anderen Tage hin gestiegen. Bezüglich der kleinsten Werte zeigte sich nur ein übereinstimmendes Verhalten beim Dunstdruck und beim Luftdruck, bei denen sich von Tag zu Tag eine gleichsinnige Änderung kund gab wie bei der Linienintensität, nämlich eine Abnahme. Den entgegengesetzten Charakter zeigte die Temperatur, die in 17% aller Fälle zunahm bei abnehmender Linienintensität.

Die ausgedehnteste Verwendung für meteorologische Zwecke hat das Spektroskop bisher zur Vorhersage von Niederschlägen gefunden und die Bemühungen, ein geeignetes Verfahren zur Messung der „Regenbanden“ ausfindig zu machen, haben bereits zu zahlreichen Versuchen Anlaß gegeben. Das vorliegende Potsdamer Beobachtungsmaterial bot Gelegenheit der Frage näher zu treten, inwiefern die Kenntnis der veränderlichen Intensität der betreffenden Spektrallinien Folgerungen über das Auftreten von Niederschlägen gestattet. Dabei muß man im Auge behalten, daß den früheren, zu diesem Zwecke ausgeführten spektroskopischen Beobachtungen bei weitem nicht der Grad von Zuverlässigkeit eigen ist als den von mir angestellten Messungen, bei welchen mir die vorzüglichsten Hilfsmittel zur Verfügung standen und auch das Verfahren der Linienschätzung eine viel größere Schärfe besaß. Eine wesentliche Unsicherheit haftet den Beobachtungen, welche mit einfacheren Spektroskopen, die etwa die Trennung der D-Linien noch gestatten, ausgeführt worden sind, schon dadurch an, daß man häufig ein ganz falsches Bild im Sonnenspektrum von der Intensität der Wasserdampflinien gewinnt. Zur besseren Beurteilung der Verhältnisse erinnere ich daran, daß die durch die Absorption des Wasserdampfes entstandenen Spektrallinien sich recht unregelmäßig zwischen den „Sonnenlinien“ und zum Teil zwischen anderen Linien atmosphärischen Ursprungs verteilt vorfinden. So setzt sich ein „Regenband“ aus Linien verschiedener Herkunft zusammen und dabei auch aus solchen, deren Intensität sich gleichfalls durch atmosphärische Einflüsse anderer Art ändert. Bei eintretender Verbreiterung der Linien tellurischen Ursprung werden sich bei gewissen Zuständen solche mit unveränderlichen Linien zu einem „Bande“ zusammenschließen, wodurch man somit eine ganz unrichtige Vorstellung von dem Anwachsen der Wasserdampflinien erhält. Aus diesen Darlegungen ersieht man, daß die Messungen der „Regenbanden“ nur geringe Anhaltspunkte zur Beurteilung der Wasserdampfmenge in der Atmosphäre abgeben können.

In der Tabelle S. 144 bis 149 sind in den Spalten 2 bis 5 die Niederschlagssummen (mm)

nach den Aufzeichnungen eines registrierenden Regenmessers Sprung-Fuess für je 6 auf einanderfolgende Stunden aufgeführt, so daß man den Zusammenhang zwischen der wechselnden Intensität der Wasserdampflinien und der Häufigkeit von Niederschlägen verfolgen kann. Schon ein flüchtiger Blick in diese Zahlenreihen belehrt uns, daß von Tag zu Tag beträchtliche Schwankungen im Wasserdampfgehalte der Atmosphäre auftreten können, ohne daß sich am Beobachtungsorte eine Änderung im Witterungscharakter hinsichtlich der Niederschlagsverhältnisse bemerkbar macht. Bei einer darauf hinizielenden Prüfung meines Materials hielt ich es für angebracht, eine Trennung zwischen den Beobachtungen aus der wärmeren und kälteren Jahreszeit durchzuführen. Die ersteren umfassen die Zeit vom 27. Juli bis 15. Oktober 1895 und die warmen Tage vom 18. bis 31. März 1896, während der übrige Teil des Oktober und die nachfolgenden Monate bis Februar 1896 sowie die erste Hälfte des März die kältere Jahreszeit ausmachen. Das Material wurde nach Linienintensitäten geordnet, indem die Tage mit solcher über 23.0, von 18.0 bis 22.9 und unter 18.0 einerseits, andererseits diejenigen über 21.9, von 17.0 bis 21.9 und unter 17.0 zusammengefaßt wurden. Die Abgliederung der Beobachtungen erfolgte in 3 Gruppen, obgleich die zur Messung der „Regenbanden“ in Vorschlag gebrachten Verfahren

Anzahl der Beobacht.-Tage	Linien-Intensität	Zahl der Tage mit Niederschlägen in prozentischer Häufigkeit			
		0-6p	6-12p	0-6a	6-12a
In der warmen Jahreszeit.					
25	über 23.0	16	20	32	32
33	18.0-22.9	21	21	7	7
18	unter 18.0	6	17	17	17
In der kalten Jahreszeit.					
17	über 21.9	29	29	29	41
24	17.0-21.9	25	29	21	42
25	unter 17.0	20	16	28	16

meist eine größere Zahl von Stufen unterscheiden. Die kleine Abweichung in der Abgrenzung der Gruppen, die sich aus praktischen Gründen empfahl, dürfte die Behandlung der Aufgabe nicht erheblich beeinträchtigen. Hier handelt es sich ja vor allem darum, ein allgemeines Urteil über die Brauchbarkeit spektroskopischer Messungen für praktische meteorologische Zwecke zu gewinnen. Es wurde deshalb festgestellt, wie häufig innerhalb bestimmter Zeiträume an einzelnen Tagen, von denen Intensitätsbestimmungen der Wasserdampflinien vorlagen, Niederschläge gefallen waren und zwar in der Zeit von Mittag bis 6 Uhr abends, von da bis Mitternacht, dann am folgenden Tage von da ab bis 6 Uhr morgens und schließlich noch in den nächsten 6 Stunden. Die den Summen in Klammern beigefügten Zahlen geben die Stunden wieder, über welche sich die Niederschläge verteilten. Diese Auszählungen wurden dann dazu verwendet, die prozentische Häufigkeit dieser Vorgänge zu ermitteln, worüber die vorstehende Tabelle Auskunft gibt. Selbst in den Fällen, in denen die Neigung zur Niederschlagsbildung infolge einer in der Luft vorhandenen großen Wasserdampfmenge besonders stark ausgeprägt hätte sein sollen, blieben die Beträge hinter der Erwartung zurück. Immerhin aber sind die zutage tretenden Unterschiede beachtenswert. Man kann wohl annehmen, daß dieselben unter Umständen noch schärfer hervortreten würden, wenn die Zahl der Gruppen vergrößert worden wäre; bei dem vorhandenen, noch verhältnismäßig kleinen Beobachtungsmaterial, war dies nicht möglich. Auf Grund der hier vorliegenden Ergebnisse möchte ich aber doch glauben, daß

man bei Verwendung des Spektroskops neben den üblichen Methoden zur Wettervorhersage für den nächsten Tag wohl die Trefferzahl erhöhen könnte; augenscheinlich würden die Vorteile im Winter mehr hervortreten als im Sommer. Vermutlich sind hierbei die Einflüsse von warmen, feuchten Luftströmungen in den hohen Schichten der Atmosphäre von größter Bedeutung. Um dies genauer zu erkennen, habe ich in der Tabelle S. 144 bis 149, auch besondere Angaben über die Richtung der verschiedenen Strömungen der Atmosphäre mit aufgenommen. So oft sich im Potsdamer Beobachtungsbuch eine Mitteilung über den Wolkenzug im Cirrusgebiet oder in den darunter befindlichen Luftregionen während der Vormittagstunden vorfand, wurde diese hier notiert. In der letzten Kolonne findet man auch die mittlere Bewölkung für die Zeit von 6<sup>h</sup>—12<sup>h</sup> aus 2-stündigen Beobachtungen vor. Zur Kenntnis der Strömungsverhältnisse in der Nähe der Erdoberfläche wurden die Windkomponenten im Sinne von Öttingens berechnet, wobei die stündlichen Werte über Windrichtung und -stärke nach den Aufzeichnungen des Anemographen auf dem Turme des Meteorologischen Observatoriums für den Zeitraum vom Mittage des Beobachtungstages bis zurück zum Mittag des Vortages Verwendung fanden. Nach von Öttingen „ist unter Windkomponente diejenige für eine der vier Hauptrichtungen gefundene Windgeschwindigkeit zu verstehen, wie sie stattfinden würde, wenn man die aus dieser Richtung in dem bestimmten Zeitschnitte fließenden Luftmassen gleichmäßig verteilt über den ganzen Zeitraum, für den die Durchschnittsgeschwindigkeit gesucht wird“. Die Berechnung erfolgt in der folgenden Weise. Bezeichnen  $N'$ ,  $NE'$  usw. die Summen der betreffenden stündlichen Windgeschwindigkeiten, (m. p. s.)  $b$  die Zahl der Stunden mit Beobachtungen, so wird beispielsweise der Wert der Nordkomponente aus der Gleichung ermittelt:

$$N = \frac{N' + (NE' + NW') \cos 45^\circ}{\Sigma b}$$

Sind mehr als 8 Windrichtungen zu berücksichtigen, so gestaltet sich die Formel etwas länger, doch läßt sich die weitere Ausgestaltung ohne weiteres übersehen, so daß ich hier nicht näher darauf einzugehen brauche. In der Tabelle findet man die Unterschiede S-N und W-E vor, welche nach von Öttingen als Resultanten benannt werden sollen. Die mittlere Windrichtung habe ich daraus nicht bestimmt, da diesem Resultat hierbei nur eine recht geringe praktische Bedeutung zukommt. Aus den Angaben der Resultanten kann man sich jedoch vorkommenden Falles leicht ohne weitere Rechnungen, sofern man sich mit der Kenntnis bis auf 8 Hauptrichtungen begnügt, eine Vorstellung von der mittleren Windrichtung bilden.

Diese Windkomponenten bilden nun den Ausgangspunkt für weitere Betrachtungen, indem das gesamte Beobachtungsmaterial in der Weise in Gruppen zusammengefaßt wurde, daß die Tage mit einer Strömung in den unteren Luftschichten aus demselben Quadranten vereinigt wurden. Hier fand dann wieder eine Trennung nach Linienintensitäten statt. Durch diese Maßnahmen gelangte man nach Berechnung der Mittelwerte zu der nachstehenden Übersicht, die in verschiedener Hinsicht bemerkenswerte Ergebnisse enthält. Zur schnelleren Orientierung über die Verteilung der Werte über die 4 Quadranten und über die Bedeutung der Winkel, welche die mittlere Strömungsrichtung mit der Nord-Südaxe bilden, ist die kleine Figur aufgenommen worden, die ohne weiteres verständlich ist. In der Tabelle S. 164 findet man auch die mittleren Angaben für die äquivalente Temperatur um die Mittags-

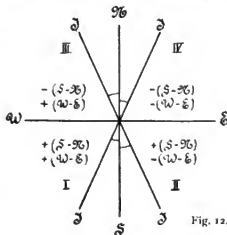


Fig. 12.

Mittl. Lin.-Int.	Zahl der Tage	Mittel d. S-N m p. s.	Windkomp. W-E m p. s.	$\bar{x}$ JS bzw. JN	J m p. s.	Mittl. Bewölk.	Äquival. Temperatur $t_{2a}$ °C
<b>Wärmere Jahreszeit</b>							
<b>I<sup>a</sup>. + (S-N), + (W-E)</b>							
25.2	15	1.73	2.04	50.4 $\bar{x}$ JS	2.68	5.6	49.1
20.4	14	2.50	2.57	45.8	3.59	4.1	44.6
17.0	5	2.12	2.77	52.6	3.49	4.8	36.8
<b>II<sup>a</sup>. + (S-N), - (W-E)</b>							
23.5	7	1.93	-1.89	44.4 $\bar{x}$ JS	2.70	5.4	44.4
18.5	5	1.31	-2.28	60.1	2.63	3.3	27.7
<b>III<sup>a</sup>. - (S-N), + (W-E)</b>							
23.1	8	-1.08	2.67	68.0 $\bar{x}$ JN	2.88	5.3	39.8
19.8	5	-1.88	2.06	47.1	2.79	7.4	21.0
14.8	4	-1.68	4.58	69.9	4.88	6.0	13.3
<b>IV<sup>a</sup>. - (S-N), - (W-E)</b>							
23.7	2	-0.74	-0.73	44.6 $\bar{x}$ JN	1.04	0.5	49.2
16.8	2	-1.40	-1.27	42.4	1.89	6.8	30.4
<b>Kältere Jahreszeit</b>							
<b>I<sup>b</sup>. + (S-N), + (W-E)</b>							
26.7	8	4.87	1.18	13.5 $\bar{x}$ JS	5.01	6.7	27.4
22.3	7	3.68	3.30	41.9 "	4.94	6.8	17.7
18.2	14	3.13	4.44	54.8 "	5.45	5.9	16.2
15.4	3	2.19	7.05	72.7 "	7.38	7.4	8.6
<b>II<sup>b</sup>. + (S-N), - (W-E)</b>							
28.7	3	3.56	-1.90	28.1 $\bar{x}$ JS	4.18	7.8	18.8
20.5	4	1.76	-3.71	64.6 "	4.18	7.8	6.8
15.8	4	1.90	-4.00	64.5 "	4.43	2.0	5.2
10.9	4	1.66	-3.96	67.3 "	4.29	3.2	2.8
<b>III<sup>b</sup>. - (S-N), + (W-E)</b>							
18.5	4	-1.28	3.29	68.7 $\bar{x}$ JN	3.52	8.0	10.2
14.9	4	-3.90	1.94	26.4 "	4.36	5.8	5.3
12.2	4	-1.91	7.12	75.0 "	7.37	7.7	6.0
<b>IV<sup>b</sup>. - (S-N), - (W-E)</b>							
22.1	1	-1.43	-6.60	77.8 $\bar{x}$ JN	6.75	10.0	6.3
18.7	3	-0.79	-1.53	62.7 "	1.72	6.3	11.6
12.6	1	0.00	-7.85	90.0 "	7.85	0.0	2.8

Linien-Intensität	Zahl der Tage	Mittl. Linien-Intensität	Mittl. Windgeschw. m.p.s. 9—12h	Mittl. Bewölkung 8—12h	Mittl. Dunstdruck mm 9—12h	Mittl. Temperatur °C 9—12h	Untere Luftströmung aus	Zahl der Tage	Mittl. Linien-Intensität	Mittl. Windgeschw. m.p.s. 8—12h	Mittl. Bewölkung 8—12h	Mittl. Dunstdruck mm 9—12h	Mittl. Temperatur °C 9—12h
Antizyklone über C-Europa (wärmere Jahreszeit).													
über 23.0	10	24.5	3.6	2.6	10.5	21.6	NW	14	20.9	3.4	2.8	8.7	18.0
19—23	7	19.9	3.5	2.2	8.7	20.0	S	10	21.6	3.7	2.3	9.7	23.4
unter 19	7	17.5	3.0	3.0	7.3	18.6							
Antizyklone über C-Europa (kältere Jahreszeit).													
24.3	1	24.3	3.0	5.7	4.3	6.9	W	5	18.4	3.5	5.7	3.9	1.5
15—18.5	5	17.2	3.5	6.3	3.8	0.2	E	2	14.2	2.8	8.3	3.4	— 0.7
10.3	1	10.3	3.0	8.7	3.2	— 1.8							
Antizyklone im SW von Europa (wärmere Jahreszeit).													
über 20.0	7	22.1	8.0	8.7	9.6	15.4	W	8	20.0	7.0	8.7	9.0	16.9
17—20.0	6	18.7	7.0	7.6	8.8	16.4	S	7	19.1	7.9	7.1	8.3	16.0
unter 17.0	2	13.2	6.8	6.5	5.0	8.0							
Antizyklone im SW von Europa (kältere Jahreszeit).													
über 20	3	22.4	7.2	7.9	4.7	2.7	W	14	17.8	9.4	7.0	4.6	3.4
16—20	8	18.3	9.5	6.1	5.3	5.3	vor-						
unter 16	5	14.2	10.2	7.7	3.4	0.8	wieg.						
Antizyklone im NE u. E von Europa (wärmere Jahreszeit).													
über 23	8	24.8	4.9	5.8	11.6	20.5	W	5	22.2	4.6	6.1	10.4	19.7
20—23	5	21.9	3.9	4.5	9.3	20.0	S	6	24.0	4.5	4.7	11.0	20.7
unter 20	6	18.3	2.6	3.3	8.9	15.6	E	8	20.3	3.3	3.7	9.3	17.2
Antizyklone im NE u. E von Europa (kältere Jahreszeit).													
über 20	6	23.5	5.9	6.7	5.9	3.7	SE	15	17.8	6.6	4.5	4.0	— 0.5
15—20	4	17.0	5.6	2.6	2.6	— 1.8	vor-						
unter 15	5	12.1	7.2	4.0	2.7	— 4.3	wieg.						
Antizyklone im SE u. S von Europa (wärmere Jahreszeit).													
über 23	6	26.1	5.6	6.4	11.8	22.7	W	8	20.0	8.3	7.1	9.6	17.1
19—23	6	21.0	7.2	5.3	9.4	21.0	S	6	23.1	5.4	4.9	9.9	23.0
unter 19	6	16.0	6.7	5.4	8.3	15.3	E	4	20.0	4.6	4.1	10.2	19.8
Antizyklone im SE u. S von Europa (kältere Jahreszeit).													
über 23	7	27.0	6.0	7.1	7.3	10.2	SW	15	22.2	6.1	5.8	5.9	7.0
15—23	7	18.9	6.3	5.3	5.1	5.4	vor-						
unter 15	1	10.6	5.9	9.0	2.3	— 6.4	wieg.						
Antizyklone im NW u. W von Europa (kältere Jahreszeit).													
über 16.7	5	19.0	5.2	6.9	3.9	0.5	W	4	16.9	5.0	7.1	3.7	— 1.1
unter 16.7	4	14.4	6.0	6.4	2.8	— 0.5	N	5	17.0	6.0	6.4	3.4	— 0.1

zeit vor. Diese bringen in viel schärferer Weise, als wenn nur Temperatur und Dunstdruck getrennt aufgeführt worden wären, gerade die hier in Frage kommenden Eigenschaften der untersten Luftschicht zum Ausdruck.

Wie zu erwarten war, ist die mittlere Windgeschwindigkeit in der wärmeren Jahreszeit erheblich geringer als in den Wintermonaten, und auch die Schwankungen innerhalb des zuletzt genannten Zeitraumes sind als die beträchtlicheren ausgefallen. Bei I und III ist der Verlauf der Zahlen für die wärmere und kältere Jahreszeit der gleiche; bei beiden tritt bei abnehmender Linienintensität die größere Windgeschwindigkeit auf. Es hat den Anschein, daß auch den durch Rechnung ermittelten Angaben über die mittlere Richtung der Luftströmung in den einzelnen Abteilungen eine tatsächliche Bedeutung zukommt; wenigstens deutet der Gang der Zahlen wie z. B. in I für die wärmere Jahreszeit, sowie bei II und III für das Jahr darauf hin. Auch in der Bewölkung zeigen sich hinsichtlich der verschiedenen Gruppen gewisse beachtenswerte Größenunterschiede, die z. T. schon in den Einzelfällen zutage getreten sind. So ist der Gang der Zahlen bei abnehmender Linienintensität in den Gruppen IIa und IVa gerade der entgegengesetzte; andererseits ist Übereinstimmung vorhanden zwischen IIa und IIb, während wieder IVa und IVb recht ungleich ausfallen.

Von besonderem Interesse ist es jedoch, die Angaben für die äquivalente Temperatur mit Bezugnahme auf die zugehörigen Linienintensitäten zu betrachten. Man findet da, daß einer Linienintensität von 20.4 bzw. 19.8 Einheiten eine äquivalente Temperatur von 44.6 in Gruppe Ia und von nur 21.0 in IIIa entspricht. Ferner zeigen sich bei IIa und IIIa bemerkenswerte Unterschiede hinsichtlich der äquivalenten Temperatur, indem diese hier auf 39.8, dort auf 44.0 steigt, obgleich die Linienintensitäten nur um 0.5 Einheiten differieren. Auch könnte hier zur Vergleichung IVa herangezogen werden, bei der die äquivalente Temperatur von 49.2 der Linienintensität 23.7 zukommt. Aber auch in der kälteren Jahreszeit fehlt es nicht an auffallenden Werten. Bei Ib und IVb sind die Linienintensitäten 22.3 und 22.1, also fast gleich groß, und dennoch sind die zugehörigen äquivalenten Temperaturen 17.7 und 6.3. Ferner verdienen die Beziehungen in Ib, IIIb und IVb besondere Beachtung. In Ib gehört zur Linienintensität 18.2 die äquivalente Temperatur 16.0, in IIIb sind die entsprechenden Werte 18.5 und 10.2 und endlich in IVb 18.7 und 11.6. Innerhalb der einzelnen Gruppen macht sich eine stärkere Unregelmäßigkeit im Gange dieser Zahlen eigentlich nur in IVa und IIIb bemerkbar, bei denen schon der Wert für die mittlere Richtung der unteren Luftströmung eigentümliche Änderungen aufwies, die darauf hindeuteten, daß hierbei Luftmassen von recht ungleichem Charakter hinsichtlich der Temperatur und des Feuchtigkeitsgehaltes zur Geltung gelangten. Daß jede Gruppe an und für sich solche Verschiedenheiten mit sich brachte, zeigt sich darin, daß derselben Linienintensität überall eine andere äquivalente Temperatur entspricht, und demgemäß gestaltet sich dann auch der weitere Verlauf der Beziehungen abweichend von einander. Dies läßt sich besonders leicht überblicken, wenn man den Gang der Zahlen graphisch zur Darstellung bringt. Es wäre vielleicht nicht unzweckmäßig gewesen, zum genaueren Studium der Ursachen die allgemeine Wetterlage von Tag zu Tag zu berücksichtigen; dies unterblieb vorläufig, aber ich habe auf andere Weise versucht, einen Einblick zu gewinnen, ob sich in der Luftdruckverteilung ein merkbarer Einfluß auf die hier in Frage kommenden Verhältnisse äußert. Abweichend von der sonstigen Gepflogenheit, bei derartigen Untersuchungen in erster Linie die Lage der Depressionen in das Auge zu fassen, habe ich das vorliegende Material unter anderen Gesichtspunkten, wieder für die wärmere und kältere Jahreszeit getrennt, geordnet. Bei der Einteilung desselben war zunächst die räumliche Lage der Antizyklone ausschlaggebend, doch wurden Unterabteilungen geschaffen, für welche die vorherrschende Windrichtung entscheidend war, so daß auf diese Weise ein Zusammenhang mit

dem Luftdruckminimum angebahnt ist. Je nach der Lage des Gebietes hohen Luftdruckes, ob in C<sup>1</sup>), SW, NE oder E, SE oder S, und NW oder W ließen sich 5 Gruppen aufstellen. In denselben wurden die aus stündlichen Beobachtungen, von 9 bis 12 Uhr vormittags, vorliegenden Mittelwerte der Lufttemperatur, des Dunstdruckes und der Windgeschwindigkeit sowie der Mittelwert für die Bewölkung, dem die zweistündlichen Beobachtungen von 8 bis 12 Uhr vormittags zugrunde lagen, nach Linienintensitäten geordnet, wobei sich unschwer meist 3 Abteilungen abgrenzen ließen. Die hier zusammengestellten Angaben wurden dann wiederum zu Mittelwerten vereinigt; so entstand der linke Teil der Tabelle auf S. 165, deren wichtigste Einzelheiten kurz erörtert werden sollen. Ich hebe zunächst die Gegensätze hervor, welche sich in der wärmeren und kälteren Jahreszeit bezüglich der einzelnen meteorologischen Elemente kund geben. Während sich in dem erst genannten Zeitraum mit der Verringerung der Linienintensität auch im allgemeinen eine Abnahme der Windgeschwindigkeit, der Bewölkung, des Dunstdruckes und der Temperatur in der untersten Luftschicht zu erkennen gibt, zeigt sich in der kälteren Zeit des Jahres bei den entsprechenden Linienintensitäten eine Steigerung der Windgeschwindigkeit und meist auch eine Zunahme der Bewölkung; Dunstdruck und Temperatur nehmen jedoch auch mit der Linienintensität ab. Stärkere Unregelmäßigkeiten treten wiederum bei den zwischen 17 und 20 Einheiten befindlichen Intensitäten auf. Leider wird die Vergleichbarkeit der Unterabteilungen der verschiedenen Gruppen mit einander dadurch erschwert, daß sich die Werte für die Linienintensitäten an den Grenzen recht ungleich gestalten. Es wäre ja nicht unwahrscheinlich, daß bei bestimmter Luftdruckverteilung die Gesamtmenge des Wasserdampfes der Atmosphäre in einer Luftsäule gewisse Grenzen nur in seltenen Fällen erreicht und vielleicht nie überschreitet; das würde sich indessen nur beim Vorhandensein eines viel umfassenderen Beobachtungsmaterials, als es mir jetzt zur Verfügung steht, entscheiden lassen. Zur Vergleichung jetzt eignen sich besonders die Angaben aus der wärmeren Jahreszeit bei den Linienintensitäten 20 bzw. 21 für Antizyklonen in C und SE und S. Ferner empfiehlt es sich, eine vergleichende Betrachtung mit den Angaben, welche annähernd der Linienintensität 18 bei der Lage der Antizyklone in SW, in NE oder E und in C entsprechen. Bezüglich der kälteren Jahreszeit verweise ich auf die Linienintensität 20 bei Gebieten hohen Luftdruckes in SW und SE oder S.

Der Zusammenhang der Wasserdampfmenge der untersten Luftschicht zur Gesamtmenge in derselben Luftsäule konnte auch hier durch einen einfachen Ausdruck dargestellt werden. Da das rechnerische Verfahren schon früher gekennzeichnet wurde, kann ich mich auf die Wiedergabe der Gleichungen für jede Gruppe beschränken; y bedeutet wieder die Linienintensität und x die Wasserdampfmenge der untersten Luftschicht in g. p. cm.

	Wärmere Jahreszeit.	Kältere Jahreszeit.
Antizyklone über C-Europa	$y = 2.20 x + 1.18, \alpha = 65.95.$	$y = 11.90 x - 27.56, \alpha = 85.92.$
„ in SW v. Europa	$y = 0.91 x + 5.92, \alpha = 42.93.$	$y = 3.81 x + 1.25, \alpha = 75.3.$
„ NE u. E „	$y = 2.01 x + 1.47, \alpha = 63.95.$	$y = 3.87 x + 0.67, \alpha = 75.5.$
„ SE u. S „	$y = 2.76 x - 6.13, \alpha = 70.91.$	$y = 3.72 x + 2.83, \alpha = 75.0.$
„ NW u. W „		$y = 4.55 x + 1.36, \alpha = 77.6.$

Zur schnelleren Orientierung über den Verlauf der Linien, welche durch diese Gleichungen bestimmt sind, ohne daß man zur graphischen Darstellung schreitet, ist der Neigungswinkel jeder Linie gegen die x-Axe beigefügt worden, so daß man in der Lage ist, sich die Unterschiede zu vergegenwärtigen. Diese gestatten einen Schluß auf die mittleren Größenverhältnisse der in der ganzen Luftsäule enthaltenen Wasserdampfungen. Darnach ist dieselbe am

<sup>1</sup> C = Zentral-Europa, SW = Südwest-Europa, usw.



erheblichsten in der wärmeren Jahreszeit bei der Lage der Antizyklone im SW von Europa, am geringsten in der kälteren Jahreszeit, wenn wir unter dem Einfluß eines Gebietes hohen Luftdrucks stehen, wie sich denn überhaupt zwischen Winter und Sommer charakteristische Merkmale kundgeben. Abgesehen davon, daß naturgemäß in der wärmeren Zeit die mittleren Beträge des Wasserdampfgehaltes der Luft größer ausfallen als in dem kälteren Teile des Jahres, scheinen hier nach dem Obigen auch gleichmäßigere Verhältnisse zu bestehen. Dieses Urteil dürfte aber kaum zutreffend sein. Bei der Aufstellung der Gleichungen für die kältere Jahreszeit wurde infolge der im Beobachtungsmaterial auftretenden Unregelmäßigkeiten bei Antizyklonen in SW und NE eine Vereinfachung getroffen, indem im ersteren Falle die beiden höchsten, im letzteren die beiden kleinsten Zahlen vor der Ausführung der Formelberechnung zum Mittelwerte zusammengefaßt wurden, der dann anstatt der zwei Angaben hierbei zugrunde gelegt wurde. Tatsächlich sind also im Winter größere Abweichungen zutage getreten als im Sommer.

Lage der Antizyklone	Zahl der Tage mit Messungen	Lin.-Intens. Wegl. 1.5 bzw. 1.0 Atmosphärenschicht	Mittl. Windgeschw. in p. s. 9—12 <sup>h</sup>	Mittl. Bewölkung 8—12 <sup>h</sup>	Mittl. Donst.-druck mm 9—12 <sup>h</sup>	Mittl. Temperatur C° 9—12 <sup>h</sup>
<b>Warme Jahreszeit</b>						
I. über C-Europa	24	21.1	3.4	2.6	9.1	20.2
II. Im SW von Europa	15	19.9	7.4	7.9	8.6	14.8
III. „ NE u. E von Europa	19	21.9	4.1	4.7	10.1	18.8
IV. „ SE u. S „ „	18	21.1	6.5	5.7	9.8	19.7
<b>Kalte Jahreszeit</b>						
I. über C-Europa	7	17.2	3.3	6.5	3.8	0.9
II. Im SW von Europa	16	17.8	9.4	7.0	4.6	3.4
III. „ NE u. E von Europa	16	17.8	6.6	4.5	4.0	—0.5
IV. „ SE u. S „ „	15	22.2	6.1	5.8	5.9	7.0
V. „ NW u. W „ „	9	16.9	5.5	6.7	3.5	—0.5

Der Vollständigkeit wegen gebe ich noch vorstehende Übersicht mit den Mittelwerten der meteorologischen Elemente ohne Berücksichtigung der Intensitätsunterschiede der Wasserdampflinien, ohne indessen auf die Einzelheiten derselben näher einzugehen. Von einigem Nutzen dürfte diese Zusammenstellung aber sein, wenn es sich darum handelt, die Angaben der Unterabteilungen der Tabelle auf S. 165 zu den Mittelwerten der ganzen Gruppen in Beziehung zu setzen.

Im Anschluß an die vorhergehenden Tabellen auf Seite 164 und 165 soll nunmehr unter den darin enthaltenen beschränkenden Voraussetzungen in eine nähere Prüfung einge-

treten werden, ob sich nicht unter diesen Umständen aus der Größe der Linienintensität Fingerzeige hinsichtlich der größeren oder geringeren Tendenz zur Niederschlagsbildung er-

Vorzeichen der Windkomponenten	Wärmere Jahreszeit			Kältere Jahreszeit		
	Mittl. Linien- Intensität	Zahl der Tage mit Nieder- schlag	Zahl der Beobacht- Tage	Mittl. Linien- Intensität	Zahl der Tage mit Nieder- schlag	Zahl der Beobacht- Tage
I. + (S-N), + (W-E)	25.2	7(6)	15	26.7	4(3)	8
	20.4	7(4)	14	22.3	4(1)	7
	17.0	3(2)	5	18.2	7(5)	14
II. + (S-N), - (W-E)	23.5	3(2)	7	15.4	3(1)	3
	18.5	—	5	28.7	2(2)	3
				20.5	2(1)	4
III. - (S-N), + (W-E)	23.1	5(3)	8	15.8	—	4
	19.8	3(1)	5	10.9	—	4
	14.8	1(—)	4	18.5	3(3)	4
IV. - (S-N), - (W-E)	23.7	—	2	14.9	3(3)	4
	16.8	—	2	12.2	3(2)	4
				22.1	—	1
			18.7	2(1)	3	
			12.6	—	1	

Lage der Antizyklone	Wärmere Jahreszeit			Kältere Jahreszeit		
	Mittl. Linien- Intensität	Zahl der Tage mit Nieder- schlag	Zahl der Beobacht- Tage	Mittl. Linien- Intensität	Zahl der Tage mit Nieder- schlag	Zahl der Beobacht- Tage
Antizyklone über C-Europa	24.5	1	10	24.3	—	1
	19.9	3(2)	7	17.2	4(3)	5
	17.5	3(1)	7	10.3	1	1
" i. SW von Europa	22.1	6(5)	7	22.4	3(2)	3
	18.7	4(1)	6	18.3	5	8
	13.2	1	2	14.2	5	5
" „NE u. E von Europa	24.8	5(4)	8	23.5	3(1)	6
	21.9	1	5	17.0	—	4
	18.3	—	6	12.1	—	5
" „SE u. S „ „	26.1	4(2)	6	27.0	4(3)	7
	21.0	5(4)	6	18.9	2	7
	16.0	1	6	10.6	—	1
" „NW u. W „ „				19.0	3	5
				14.4	3(2)	4

geben, so daß man das Spektroskop bei der Wettervorhersage mit Aussicht auf einigen Erfolg zur Verwendung bringen kann. Innerhalb der einzelnen Gruppen, die sowohl nach Wind-

komponenten wie nach speziellen Wetterlagen geordnet vorliegen, wurde die Zahl der Tage mit Niederschlag festgestellt. Es wurde ermittelt, wie viele Tage mit Niederschlägen überhaupt vorhanden waren, wobei auch Spuren, wie Regentropfen, als Niederschlag gerechnet wurden; außerdem aber wurden die Tage mit Niederschlägen von größerer Intensität, die im Tagebuch durch den Index 1 und 2 kenntlich gemacht waren, ausgezählt. Diese Angaben sind in den beiden vorstehenden Übersichten den vorher genannten Werten in Klammern beigefügt. Ungeachtet des verhältnismäßig geringen Materials und trotz der Unsicherheiten, welche den

Datum	Zugrichtung	Dauer des Gewitters	Dauer des Niederschlags	Linien-Intensität für 1.5 Atmospherschichten	$\Delta$	Äquival-Temperatur für 12° C°
1895 Juli 27 . .	a. WNW	<sup>30</sup> 0 2—3a	<sup>2 45 30</sup> ● 2—3a	25.6	— 0.4	60.9
	SSW-NNE	<sup>55 25</sup> 7—8a	<sup>2 5—45</sup> ● 8a			
	SSW-NNE	<sup>14 0</sup> 8—9a				
Aug. 8 . .	a. W	<sup>35—45</sup> 4p	<sup>32</sup> ● tr. 4p.	19.2	+ 7.3	37.6
" 13 . .	a. SW	<sup>49 30</sup> 0—1p	<sup>0 35—45</sup> ● 0p	24.5	— 1.2	45.5
" 13 . .	a. SW	<sup>10—20</sup> 3p				
" 14 . .	a. W	<sup>56 45</sup> 2—4p	<sup>2 10—20</sup> ● 3p			
" 14 . .	a. NW	<sup>1</sup> 5p				
" 14 . .	NW-SE	<sup>7 0</sup> 6—7p	<sup>2 23—45</sup> ● 6p			
" 24 . .	S-N	<sup>55 45</sup> 4—6p	<sup>0 2 33 0</sup> ● 5—7p	26.1	— 2.3	57.6
Sept. 7 . .	WSW-ENE	<sup>35 15</sup> 4—6p	<sup>2 40 45</sup> ● 4—6p	26.4	— 0.1	50.2
" 7 . .	SW-NE	<sup>15—45</sup> 9p				
" 11 . .		<sup>22</sup> 1p	<sup>3</sup> ● tr. 1p	22.2	— 0.2	44.9
" 14 . .		<sup>5 0</sup> 1—2p	<sup>0 1—50</sup> ● 0—1p	21.3	+ 10.0	36.3
" 14 . .	NNW-SSE	<sup>30 30</sup> 2—3p	<sup>1 30—30</sup> ● 3p			
" 14 . .	NNW-SSE	<sup>45 30</sup> 3—4p	<sup>1 10—15</sup> ● 4p			
1896 März 26 . .	a. WSW	<sup>34</sup> 4p		17.9	+ 2.7	33.2

Resultaten bei der Anwendung der hier befolgten Methoden der Gruppenbildung anhaften mußten, spricht sich doch in diesen Zahlen ein bestimmter Zusammenhang in den Vorgängen aus. Der in den verschiedenen Gruppen beider Zusammenstellungen im Gange der Zahlen in gleichem Sinne zutage tretende gesetzmäßige Charakter deutet darauf hin, daß man bei sinnvoller Vereinigung der beiden Arten der Gruppierung des Materials zu noch schärferen Gegensätzen der Ergebnisse gelangen wird. Es würde sicher auch von Vorteil sein, die

Änderung der Linienintensität am Beobachtungsorte beim Vorübergange der Luftdruckminima auf den einzelnen Zugstraßen zu verfolgen, aber hierzu hätten sich die vorhandenen Beobachtungen als nicht ausreichend erwiesen. Aus dem gleichen Grunde mußten auch verschiedene andere Gruppenbildungen zunächst wieder aufgegeben werden, bis erst ein umfassendes Material vorliegt.

Nach dem heutigen Stande der Gewitterforschung spielt der Wasserdampf nicht nur in den untersten Luftschichten, sondern auch die in größerer Erhebung über der Erdoberfläche befindlichen Mengen beim Zustandekommen der elektrischen Vorgänge eine bemerkenswerte Rolle. In letzterer Hinsicht denke ich vornehmlich an die theoretischen Untersuchungen von Bezolds, die es sehr wahrscheinlich machen, daß öfter vor dem Ausbruch des Gewitters eine Übersättigung der Luft mit Wasserdampf stattfindet. Ist dies der Fall, so würden fortlaufende spektroskopische Messungen der Wasserdampflinien an Gewittertagen wichtige Aufschlüsse liefern können. Meine Beobachtungen lassen sich leider nach dieser Richtung hin nicht verwerten, aber in anderer Hinsicht bieten sie beachtenswerte Einzelheiten, die ich an der Hand der Tabelle S. 170 kurz erläutern möchte. In derselben sind die Angaben der Kolonnen 2 bis 4 den «Ergebnissen der meteorologischen Beobachtungen in Potsdam» im Jahre 1895 bezw. 1896 entnommen; in der fünften Kolonne findet man die auf 1.50 Atmosphärenschichten bezogene Linienintensität (Mittel der 6 Wasserdampflinien) vor. Die Werte für  $\Delta$ , in der vorletzten Spalte, deuten die Unterschiede an, welche sich für die Linienintensitäten ergaben, je nachdem man die Formel 5) oder 6) der Berechnung zugrunde legte. Das Vorzeichen + bedeutet, daß der aus 6) hervorgegangene Wert der größere war. Schließlich sind auch die Beträge für die äquivalente Temperatur um 12 Uhr Mittags mit aufgeführt worden. Fassen wir nun die Zahlen der Tabelle genauer in das Auge, so sind es weniger die an Gewittertagen im Wechsel des Jahres auftretenden, nicht unbeträchtlichen Änderungen in der Linienintensität und der äquivalenten Temperatur, welche das größte Interesse beanspruchen, sondern die Unterschiede in den Werten für  $\Delta$ . Man muß sich hierbei vergegenwärtigen, daß diese Zahlen aus einer Berechnung hervorgegangen sind, der einerseits die Voraussetzung adiabatischer Zustände zugrunde lag und andererseits von der Annahme ausging, daß die vertikale Verteilung des Wasserdampfes in der Atmosphäre den mittleren Verhältnissen entspricht. Während sich in der Mehrzahl der Fälle die Abweichungen innerhalb kleinerer Grenzen bewegen, sind die vom 8. August und 14. September durch ihre Größe bemerkenswert; auch ist der Sinn der Abweichung in beiden Fällen der gleiche. Dies läßt darauf schließen, daß man es beide Male mit ähnlichen Störungsursachen zu tun hatte. Zur Ermittlung des Ursprungs derselben habe ich die Luftdruckverteilung an einzelnen Tagen mit Gewittern genauer beachtet, wobei sich ergab, daß sowohl am 8. August wie am 14. September die Luftdruckverteilung eine große Übereinstimmung zeigte, nämlich eine Depression im N bezw. NNE und ein Gebiet hohen Luftdruckes im SW. Bei den übrigen Gewittern, welche in der vorstehenden Tabelle aufgeführt sind, war die allgemeine Luftdruckverteilung eine andere gewesen. An den beiden Tagen scheint das Hereinbrechen kalter Luftmassen die Störung verursacht zu haben. Ich unterlasse es an dieser Stelle auf den Gegenstand näher einzugehen, da die kurze Mitteilung hier nur den Charakter eines Beispiels tragen sollte, welches angeführt wurde, die Bedeutung spektroskopischer Messungen auch nach dieser Richtung hin darzutun.

Aus dem gleichen Anlasse erinnere ich an eine wichtige Abhandlung Buchans<sup>1)</sup>, in der die Ursachen der ungewöhnlich hohen Lufttemperatur in England an den letzten September-

<sup>1)</sup> Buchan, The high temperature of September 1895, and the Ben Nevis observatories. Journal of the Scottish Meteorol. Soc. 1896, 3<sup>th</sup> ser. Vol. X, p. 127—134.

tagen 1895 eingehend geprüft wurden. Buchan kam hierbei zu dem Ergebnis, daß infolge des verhältnismäßig geringen Wasserdampfgehaltes der höheren Luftschichten die Wirkung der Sonnenstrahlung auf die untersten Luftschichten in besonderem Maße zur Geltung kam. In Deutschland war es um diese Zeit auch recht warm, indem die Maximaltemperaturen vielfach 24° C. noch überschritten; doch lagen nach meinen spektroskopischen Messungen die Wasserdampfverhältnisse keineswegs so, wie es Buchan für England festgestellt hatte. Viel bemerkens-

1897	Weglänge	Linienintensität	Weglänge	Linienintensität	Weglänge	Linienintensität	Obere Luftströmung aus:	Untere Luftströmung aus:	Mittlere Windgeschwindigkeit m p. s.		Bemerkungen
									a. m. 9-12	p. m. 1-4	
15. Februar a. m			(3,20)	(6,7)	5,29	9,3	N (2 <sup>p</sup> )	NE NNW-E	2,6	3,1	
16. " a. m			3,31	15,0	5,24	20,3	NW (a)	wechselnd W	2,2	4,6	
17. " a. m	2,29	21,3	3,24	23,7	5,19	28,8	W (4 <sup>p</sup> )	W	9,8	8,3	
18. " a. m	2,25	20,0	3,25	22,5	4,94	27,8	W (4 <sup>p</sup> )	W	2,9	2,8	= 7°, α tagsüber.
" p. m			3,20	21,2	5,24	24,8	SSW-W	SW	4,3	4,8	α tagsüber.
19. " a. m	2,25	16,3	3,20	19,5	4,86	23,0	W (2 <sup>p</sup> )	WSW-SW			
" p. m			3,18	17,0							

wertes ist aber die Periode heißer Tage vom 2. bis 7. September desselben Jahres, in der hier ungleich höhere Temperaturen erreicht wurden; in Potsdam betrug die Maximaltemperatur

am 2. Septbr. 26,9° C.                      5. Septbr. 25,9° C.

" 3. " 32,8 "                                  6. " 28,8 "

" 4. " 34,9 "                                  7. " 28,9 "

Hier würde die von Buchan gegebene Erklärung in gewissem Umfange zutreffen, indem der Wasserdampfgehalt der untersten Luftschicht hoch war und nach der Gesamtmenge in der ganzen Luftsaule zu schließen der übrige Betrag verhältnismäßig gering sein mußte.

Trotz der großen Zahl der Ballonaufstiege in den neunziger Jahren liegt nur eine einzige Beobachtungsreihe vor, bei der es möglich war, die spektroskopischen Messungen zu den im Ballon ermittelten Feuchtigkeitswerten der höheren Luftschichten in Beziehung zu setzen. Da die von mir angestellten Beobachtungen recht bemerkenswerte Aufschlüsse über den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre an dem Tage des Ballonaufstieges und an mehreren vorhergehenden Tagen geliefert hatten, so möchte ich kurze Zeit bei den Ergebnissen verweilen. Die Messungen fielen auf die Zeit vom 15. bis 19. Februar 1897 und wurden wiederum am Kgl. astrophysikalischen Observatorium zu Potsdam ausgeführt, dessen Direktor, Herr Geh. Ober-Reg. Rat H. C. Vogel (†), mir auch diesmal die Instrumente daselbst in liebenswürdigster Weise zur Verfügung stellte. Die für die Linienintensität gewonnenen Werte als Ausdruck für den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre findet man in der vorstehenden Tabelle vor, in der auch einige Angaben rein meteorologischer Art Aufnahme gefunden haben. Ich habe es in der Tabelle vermieden, Korrekturen infolge der ungleichen Weglänge des Lichtstrahles

bei den verschiedenen Messungen anzubringen; um aber dennoch die an den einzelnen Tagen angestellten spektroskopischen Beobachtungen direkt mit einander vergleichen zu können, wurden diejenigen, bei welchen die Weglänge nahezu dieselbe gewesen war, in besonderen Kolonnen zusammengestellt. Auf diese Weise ist es möglich, die Schwankungen im Wasserdampfgehalt der Atmosphäre an den genannten Tagen an der Hand der Tabelle leicht zu verfolgen. Die Figur 6 zeigt, in welcher Weise sich gleichzeitig die Änderungen der meteorologischen Elemente vollzogen, wobei wieder die Mittelwerte aus stündlichen Aufzeichnungen von 9 bis 12 Uhr vormittags Verwendung fanden.

Beob.-Zeit	Höhe über dem Meeresspiegel	Dunstdruck	Abweichung vom Mittelwert	Entfernung des Ballons vom Aufstiegort
	m			
1897, Febr. 18				
<sup>h</sup> <sup>m</sup> 10 9.5 a	45	4.2	- 2	
17.0	406	4.6		
44.0	770	2.6		
11 6.0	962	1.7	- 37	30
28.0	1081	1.9		
37.0	1180	2.9		
43.5	1273	3.2		
58.0	1520	3.6	+ 64	
12 0.0	1590	3.2		
18.5 p	1764	3.4		
46.0	2050	2.6	+ 49	
1 8.0	2322	3.0		73
31.0	2610	2.5		
53.0	2725	2.8		
2 3.0	2878	2.5	+ 127	120
25.0	3131	3.0		
48.0	3400	2.4		
3 12.0	3700	2.0		
34.5	3878	1.8	+ 150	
4 8.0	4306	1.8		
14.0	4527	1.6		

Ich schließe hier gleich eine kleine Zusammenstellung an, deren Inhalt erkennen läßt, daß die vertikale Wasserdampfverteilung in der Atmosphäre am 18. Februar ein abweichendes Verhalten aufwies. Aus den während der Ballonfahrt gewonnenen Beobachtungen ergaben sich die in der dritten Kolonne mitgeteilten Angaben für den Dunstdruck in verschiedenen Erhebungen über der Erdoberfläche. Daß sich die Orte, über welchen die Beobachtungen gemacht wurden, zum Teil in recht beträchtlicher Entfernung von einander und insbesondere von Potsdam befanden, geht aus den Zahlen der letzten Kolonne hervor, die nach gelegentlichen Aufzeichnungen des Beobachters durch Rechnung ermittelt wurden; dabei ist zu beachten, daß Potsdam noch etwa 23 km vom Aufstiegsplatze des Ballons entfernt, der Fahrtrichtung

fast entgegengesetzt, liegt. Im Hinblick auf diese großen Unterschiede in den Zahlen dieser Spalte halte ich es nicht für angängig, die meteorologischen Ergebnisse der Fahrt ohne weiteres auf Potsdamer Luftverhältnisse zu übertragen. Doch deuten noch andere Momente darauf hin, daß auch hier eine recht ungleichmäßige Verteilung des Wasserdampfes vorhanden gewesen ist. So geht aus den Schwankungen der Linienintensitäten vom 15. bis 18. Februar unzweifelhaft hervor, daß durch Strömungen in den höheren Schichten Luftmassen von ungleicher Temperatur und verschiedenem Feuchtigkeitsgehalt herangeführt worden sind; ähnliche Schlüsse kann man aus den Angaben der vorletzten Tabelle aus der Zugrichtung der oberen Wolken ziehen. Berücksichtigt man ferner die für mittlere Verhältnisse aufgestellten Gleichungen zwischen der Linienintensität und den meteorologischen Elementen, und setzt die Ergebnisse der Rechnung zu denen der Messungen in Beziehung, so befinden sich auch diese Resultate mit den obigen Folgerungen im Einklang. In dem vorliegenden Falle interessiert aber nicht nur die ungleichmäßige Wasserdampfverteilung in rein physikalischer Hinsicht, die sich bei den spektroskopischen Bestimmungen bei verschiedener Sonnenhöhe empfindlich bemerkbar machte, sondern auch in meteorologischer Beziehung lagen die Verhältnisse eigenartig. Um dies deutlicher vor Augen zu führen, habe ich folgende kleine Berechnung angestellt, deren Ergebnisse sich in der letzten Spalte der letzten Tabelle vorfinden. Es wurden die Unterschiede des durch Beobachtung im Ballon ermittelten Dunstdruckes von den für mittlere winterliche Verhältnisse geltenden Werten bestimmt, die sich aus der in dieser Zeitschrift veröffentlichten Abhandlung des Herrn J. Schubert<sup>1)</sup> feststellen ließen, und dann wurde die Größe dieser Abweichungen in Prozenten dieser mittleren Beträge berechnet. Dies setzt allerdings voraus, daß die Luft über einem beliebigen Orte einen den Werten der Kolonne 3 entsprechenden Feuchtigkeitscharakter aufwies, was nach den vorhergehenden Ausführungen sehr wohl für Potsdam zutreffen konnte. Bezüglich der allgemeinen Witterungsverhältnisse, besonders am 18. Februar, möchte ich noch folgendes, zum Teil nach dem im „Ballonwerk“ gegebenen Berichte anführen. Zentral-Europa befand sich seit dem 15. Februar unter der Herrschaft eines Gebietes hohen Luftdruckes, dessen Kern sich vom Westen nach Osten mehr und mehr verschob. Dieser Luftdruckverteilung entsprechend war auch die Luftbewegung in der Nähe der Erdoberfläche meist gering, nur über den britischen Inseln und an der skandinavischen Küste gestaltete sich die Strömung etwas lebhafter, wohl infolge der Nähe einer Depression. Vom 18. Februar weiß man, daß die mittlere Temperaturabnahme mit der Höhe innerhalb einer ca. 4500 m mächtigen Luftsäule eine sehr langsame war; der Durchschnittswert erreichte nur 0,930 pro 100 m. Die Isothermenfläche von 0° wurde erst in einer Höhe von 2270 m angetroffen, also in einer für diese Jahreszeit auffallend großen Entfernung vom Erdboden. In den untersten Luftschichten wehte Westwind; doch erfuhr der Ballon eine ziemlich scharfe Linksschwenkung in rund 1000 m Höhe, eine Rechtsschwenkung in 1750 m, und dann drehte derselbe wieder zurück in 2500 m; für höhere Schichten fehlen die Angaben. Die Windgeschwindigkeit war in größeren Erhebungen von der Erdoberfläche verhältnismäßig groß; in 500 m Höhe betrug sie 7.0 m p. s. und steigerte sich in 3100 m bis zu 12.2 m p. s. Man sieht, daß diese Antizyklone eine ganze Reihe von ungewöhnlichen Erscheinungen aufwies.

Von den Aufgaben, die bei Verwendung spektroskopischer Messungen entscheidende Resultate versprachen und die auch seiner Zeit bereits in Angriff genommen worden waren, beanspruchen noch zwei ein weitergehendes Interesse. Auf dem hier beschrittenen Wege der Bestimmung der Linienintensität der Wasserdampflinien ist es verhältnismäßig leicht, die Abhängigkeit der Durchsichtigkeit der Luft vom Wasserdampfgehalt der Atmosphäre zu ermitteln.

<sup>1)</sup> J. Schubert, Der Zustand und die Strömungen der Atmosphäre. Bd. I, 1904. S. 147—162.

Auch zur Prüfung der Espy-Köppenschen Theorie des Luftaustausches und im Zusammenhange hiermit zur Frage der Ursache der ungleichen örtlichen Periodizität in der täglichen Verteilung der absoluten Feuchtigkeit bilden die spektroskopischen Messungen bei genauer Kenntnis der Reduktionsgrößen für die ungleichen Weglängen des Lichtstrahles in der Atmosphäre zuverlässige Unterlagen. Aus dem schon früher dargelegten Grunde konnten diese Untersuchungen nicht zum Abschluß gebracht werden.

Besondere Vorteile verspreche ich mir von der Weiterführung der spektroskopischen Beobachtungen an einem Observatorium, an dem auch gleichzeitig durch Fesselballons oder Drachenaufstiege fortlaufend die Menge des Wasserdampfes der verschiedenen Luftschichten bekannt ist. Auf diese Weise würde sich das Gesetz zur Reduktion auf dieselbe Weglänge und der Betrag des Wasserdampfes, der einem Stufenunterschiede bei der Linienschätzung entspricht, mit größerer Annäherung bestimmen lassen. Außerdem aber würde hier das Spektroskop ein Mittel bieten, den Wasserdampfgehalt der Luft jenseits der Grenze, bis zu denen der Fesselballon oder der Drachen die Instrumente emporgetragen hat, zahlenmäßig festzustellen. Nach wie vor freilich wird der Wunsch bestehen bleiben, durch Ausführung gleichzeitiger spektroskopischer Messungen an horizontal wenig entfernt gelegenen, aber hinsichtlich der Höhenlage recht große Unterschiede aufweisenden Stationen mit gleichartigen instrumentellen Hilfsmitteln die noch unsicheren Konstanten in zuverlässiger Weise zu ermitteln. Zu vorläufigen Versuchen würde sich das Riesengebirge, das im Schneekoppenobservatorium einen vorzüglichen Stützpunkt besitzt, gut eignen; als Talstation würde etwa Zillertal oder Hermsdorf in Frage kommen.

Eine wichtige Erweiterung würde der physikalische Teil der Untersuchung auch dadurch erfahren, daß man die Intensitätsänderungen der Sauerstoff- und Stickstofflinien des Spektrums bei verschiedenem Sonnenstande nach demselben Verfahren messend verfolgt. Nach den schon früher mitgeteilten Wahrnehmungen Müllers würde man hierbei nicht auf so große Schwankungen rechnen dürfen wie bei den Wasserdampflinien.

Infolge der in vertikaler Hinsicht von Tag zu Tag auftretenden Temperaturänderungen innerhalb derselben Luftsäule werden Massenverlagerungen der Luft auftreten, deren Größe sich bei geeigneter Gruppierung der spektroskopischen Beobachtungen aus dem Charakter dieser Linien feststellen läßt. Doch bin ich noch zweifelhaft, ob man die Masse der beiden vorgenannten Gase innerhalb einer bestimmten Luftsäule unveränderlich annehmen darf, wie es bezüglich des Sauerstoffes beispielsweise von Herrn Jewell<sup>1)</sup> geschah. Offenbar wird die Luft unter dem Einfluß der ultravioletten Strahlen oder durch elektrische Einwirkungen im Laufe des Tages stark ozonisiert; der dadurch verursachte Verlust an Sauerstoff würde aber bei den empfindlichen Messungen im Spektrum zutage treten. Nach den experimentellen Studien des Herrn Barkow<sup>2)</sup> führt aber das Vorhandensein des Ozons in der Atmosphäre zu einer Verbindung des Stickstoffes mit Sauerstoff, die die Niederschlagsbildung bis zu einem gewissen Grade begünstigt. Demnach würde es von Wichtigkeit sein, auch die Menge des Stickstoffes fortlaufend festzustellen. So gewinnen die spektroskopischen Beobachtungen bei Erweiterung der Aufgabe nach anderer Richtung hin eine erhöhte meteorologische Bedeutung.

<sup>1)</sup> L. E. Jewell, The determination of the relative quantities of aqueous vapor in the atmosphere by means of the absorption lines of the spectrum. Bull. of the Weather Bureau. U. S. Depart. of Agricult. No. 16. Chicago 1896.

<sup>2)</sup> E. Barkow, Versuche über Entstehung von Nebel und dessen optische Eigenschaften in Wasserdampf und einigen anderen Dämpfen. Inaug.-Diss. Marburg 1906; vergl. auch Annalen d. Physik. Vierte Folge. Bd. 23. 1907. S. 317—344.



Gerade bei der Lösung dieser Fragen würde es besondere Vorteile bieten, wenn die Messungen in größerer Erhebung über der Erdoberfläche zur Ausführung gelangten. Schon Glaisher<sup>1)</sup> verwendete gelegentlich auf seinen Fahrten im Luftmeere das Spektroskop, um Aufschlüsse über den veränderlichen Charakter der atmosphärischen Linien zu erhalten. Im Hinblick auf die wichtigen Ergebnisse, zu denen die Herren Janssen und Müller bei ihren sich gleichfalls nach dieser Richtung hin bewegenden Studien auf Höhenstationen gelangten, wäre es recht zu wünschen, daß solche Untersuchungen auf Freifahrten im Ballon in beträchtlicher Höhe mit möglichst vollkommenen instrumentellen Hilfsmitteln wieder aufgenommen würden.

---

<sup>1)</sup> Reports of the British Association. 1864.

# Zum Wärmegehalt der Atmosphäre.

Von

Dr. WALTER KNOCHE.

Mit vier Kurvenzeichnungen im Text.

Für den Wärmehaushalt der Atmosphäre erscheint es von einigem Interesse, einen Eindruck zu erhalten, welches überhaupt die Gesamtwärmemenge der Lufthülle bis zu gewissen Höhen ist. Daß es sich hierbei nur um eine überschlägige Rechnung handeln kann, ist wohl selbstverständlich; doch werden die Werte, wenn man ihre Größenordnung betrachtet, völlig genügen, um einen Überblick zu gewinnen. Da die Mittelwerte Äquivalenter Temperaturen, welche zu den Wärmewerten bekanntlich in einfacher Beziehung stehen, für 10°-Zonen bereits von mir berechnet wurden, so war es ein leichtes, hierauf fußend, zunächst den Gesamtwärmegehalt der verschiedenen Zonen in der untersten Luftschicht zu erhalten. — Zunächst seien die bereits früher hergeleiteten Formeln angeführt, welche zur Berechnung des Wärmegehalts in kg-Kal./kbm dienen. Sei dieser mit Q bezeichnet, sei  $\rho_0 = 1.293$  die Luftmasse im Kubikmeter bei 0° C. und 760 mm Druck, b der herrschende,  $b_0$  der normale Luftdruck  $a = 273$  die absolute Temperatur bei 0° C., t die Lufttemperatur, s = 0.2375 die spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck, f der Wasserdampfgehalt in gr/kbm,  $\lambda_1 = 606.5 + 0.305 t$  die Gesamtwärme des Dampfes, so ist

$$Q = \frac{\rho_0 \cdot b \cdot a \cdot s \cdot t}{b_0 (a + t)} + \frac{f \cdot \lambda_1}{1000} \text{ (kg-Kal./kbm).}$$

Da nun die Rechnungstafeln<sup>1)</sup> für Äquivalente Temperaturen aufgestellt sind, d. h. die Temperaturen, auf die ein Kubikmeter trockener Luft durch die Gesamtwärme Q erwärmt wird, so wurden die Werte zunächst nach der Gleichung der Äquivalenten Temperatur

$$A = t + \frac{f \cdot \lambda_1 \cdot (a + t) \cdot b_0}{\rho_0 \cdot b \cdot a \cdot s \cdot 1000} \text{ (C°)}$$

gebildet und nach der Umrechnungsformel  $Q = A \frac{83.81 \cdot b}{(a + t) \cdot b_0}$  auf kg-Kal. gebracht. In Tab. I seien die Mittelwerte der Äquivalenten Temperatur wiederholt, erweitert insofern als für die

Tabelle I.

	Nordhalbkugel														Südhalbkugel													
	90°-80°	80°-70°	70°-60°	60°-50°	50°-40°	40°-30°	30°-20°	20°-10°	10°-0°	0°-10°	10°-20°	20°-30°	30°-40°	40°-50°	50°-60°	60°-70°	70°-80°	80°-90°										
A (C°)	(-22.5)	(-12.0)	-0.8	11.5	23.5	36.0	51.6	62.6	66.2	65.3	58.4	47.8	35.3	23.6	11.7	(1.5)	(-11.5)	(-25.5)										
Q (kg-Kal./kbm)	(-7.4)	(-3.9)	-0.2	3.5	7.0	10.5	14.7	17.6	18.6	18.4	16.5	13.7	10.3	7.0	3.6	(0.5)	(-3.7)	(-8.4)										

<sup>1)</sup> S. Über die räumliche und zeitliche Verteilung des Wärmegehalts der unteren Luftschicht. Von Walter Knoch. Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte. 1905. Nr. 2.

polaren und subpolaren Zonen die Werte extrapoliert wurden (s. auch Kurve I). Es ist dies nun ein scheinbares Wagnis, da die Flächen der Polarkalotte gegenüber denen der übrigen Zonen sehr wenig ins Gewicht fallen.

Zu betonen ist hierbei, daß als Ausgangspunkt der Untersuchung nicht der absolute Nullpunkt, sondern der Nullpunkt der Celsiuskala gewählt wurde. Es bedeuten daher auch negativ auftretende Wärmewerte nur, wieviel Wärmeinheiten fehlen, um ein Kubikmeter Luft auf 0° C. zu bringen. Eine einfache Formel ergibt übrigens, für welche Werte des Wasserdampfgehalts f der Wärmewert gleich 0 wird. Es ist dies der Fall für

$$f = \frac{t \left( 307 \frac{a}{a+t} \right)}{\lambda_1}$$

wo die Temperatur t alle negativen Werte durchlaufen kann. Da aber mit 3.0 gr für -6° die Sättigung erreicht ist, so ist, bei Normaldruck, der Grenzwert der Lufttemperatur gefunden, bei dem überhaupt die 0-Kalorie noch auftreten kann. Für die Lufttemperaturen von 0° bis -6°

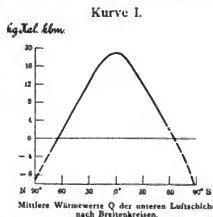
ergibt sich aber die sehr einfache Beziehung  $f = \frac{t}{2}$  für den Nullwert; mit fallendem Barometerstand wird f noch entsprechend kleinere Werte annehmen.

Um nun einen richtigen Eindruck über die Verteilung des Wärmegehaltes zu erhalten, genügt es keineswegs, die oben angeführten Mittelwerte des Wärmegehaltes nach Breitenkreisen allein zu betrachten, da hier der Einfluß des verschiedenen Flächeninhaltes völlig außer Acht gelassen wird. Tabelle II gibt daher den absoluten Wärmegehalt jeder 10°-Zone in kg/kbm.

Tabelle II.

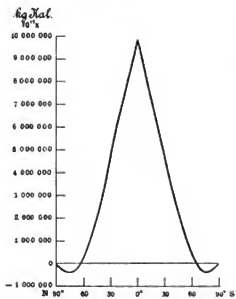
Zone	Nord		Süd		Differenz Nord—Süd							
0°—10°	901	032	844.10 <sup>7</sup>	kg-Kal.	891	344	318.10 <sup>7</sup>	kg-Kal.	9	688	525.10 <sup>7</sup>	kg-Kal.
11°—20°	749	358	403.10 <sup>7</sup>	"	702	523	503.10 <sup>7</sup>	"	46	834	900.10 <sup>7</sup>	"
21°—30°	586	111	438.10 <sup>7</sup>	"	546	239	912.10 <sup>7</sup>	"	39	871	526.10 <sup>7</sup>	"
31°—40°	377	599	282.10 <sup>7</sup>	"	370	406	915.10 <sup>7</sup>	"	7	192	367.10 <sup>7</sup>	"
41°—50°	216	632	153.10 <sup>7</sup>	"	216	632	153.10 <sup>7</sup>	"			0	"
51°—60°	87	394	104.10 <sup>7</sup>	"	89	891	078.10 <sup>7</sup>	"	-2	496	974.10 <sup>7</sup>	"
61°—70°	-3	639	529.10 <sup>7</sup>	"	(9	089	822.10 <sup>7</sup> )	"	(-12	738	350.10 <sup>7</sup> )	"
71°—80°	(-42	272	573.10 <sup>7</sup> )	"	(-40	104	748.10 <sup>7</sup> )	"	(-2	167	824.10 <sup>7</sup> )	"
81°—90°	(-23	434	303.10 <sup>7</sup> )	"	(-26	601	100.10 <sup>7</sup> )	"	(3	166	797.10 <sup>7</sup> )	"
Summe	2848	781	820.10 <sup>7</sup>	kg-Kal.	2759	430	853.10 <sup>7</sup>	kg-Kal.	99	350	967.10 <sup>7</sup>	kg-Kal.

Vergleichen wir jetzt Kurve II mit Kurve I, so fällt vor allem auf, daß in außerordentlich rapider und in äquatorialen Zonen gleichmäßiger Weise die Kurve ansteigt; ferner ist sehr beachtenswert, wie der negative Wärmegehalt, dank dem geringen Areal der Nord- und Südkalotte fast verschwindet, während in den Mittelwerten die Minus-Kalorien noch sehr hervortreten. Auch nimmt die Wärme zum äußersten Norden und Süden nicht gleichmäßig ab, sondern erreicht beiderseits schon ihr Minimum unter  $\varphi = 80^\circ - 90^\circ$ , da die Kleinheit der Polargebiete gegenüber dem Minimum des mittleren Wärmegehaltes das Übergewicht erhält. Die Addition



des Wärmeinhaltes aller Zonen ergibt zunächst die Wärmesumme der gesamten Erdoberfläche mit  $5\,608\,212\,672 \times 10^7$  kg-Kal. Hieraus berechnet sich mit Leichtigkeit der mittlere Wärmegehalt pro Kubikmeter mit 11 kg-Kal., der dem Mittel des 35. Breitengrades auf der Nordhemisphäre entspricht. Desgleichen ist er identisch mit dem Mitternachts-Juliwert in Potsdam. Diese Wärme würde genügen, den Kubikmeter trockener Luft auf  $37.8^\circ\text{C}$ . zu erwärmen (mittlere Äquivalente Temperatur an der Erdoberfläche). Berechnet man, unter Voraussetzung einer mittleren Lufttemperatur von  $15^\circ$  mit Hilfe der oben angeführten Wärmeformel den mittleren Dampfgehalt, so ergibt sich die leicht einzuprägende Zahl von 11 (genauer  $10.9^1$ ) gr/kbm. Es entspricht also mnemotechnisch jedem Gramm Wasserdampf an der Erdoberfläche eine kg-Kalorie. Würde nun an der Erdoberfläche Sättigung herrschen, d. h. bei einer mit Wasser völlig bedeckten Erdkugel, so würden im Kubikmeter 127 gr Wasser vorhanden sein; bei einer Verteilung von Wasser und Land, wie sie tatsächlich vorhanden ist, unter Voraussetzung, daß das Land kein Wasser abgibt, wären 9.0 gr/kbm wahrscheinlich. Wir müssen also schließen, daß 1.9 gr/kbm der Verdunstung der Kontinente entspricht. Dies ist von der Bedeutung, daß das Verhältnis  $\frac{1}{2}$ ; Land :  $\frac{1}{2}$ ; Wasser auf  $\frac{1}{2}$ ; Land :  $\frac{1}{2}$ ; Wasser reduziert werden würde, wo dann allerdings die übrigbleibende Landbedeckung vollkommen trocken wäre. Entsprechend wäre als Wärmewert theoretisch zu erwarten 10 kg/kbm, während wir oben 10.9 kg/kbm gefunden haben, d. h. etwa 1 kg-Kal./kbm entspricht der Verdunstung über dem Lande.<sup>2)</sup>

Kurve II.



Verteilung des absoluten Wärmegehalts der unteren Luftschicht nach Breitenkreisen.

Von einiger theoretischer Bedeutung ist die Verteilung des Wärmegehaltes bei getrennter Betrachtung der Nord- und Südhemisphäre. v. Bezold meinte, daß, während die nördliche Halbkugel dank der Erwärmung großer Landmassen den Temperaturüberschuß habe, ein Überschuß an Wärme aber auf der südlichen Halbkugel anzunehmen wäre, da hier bei ausgedehntesten Wasserflächen auch der Ansammlung von Wasserdampf, dem in der unteren Luftschicht

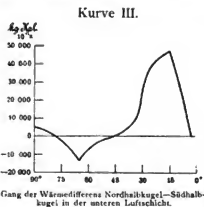
als latenter Wärme der doppelte Einfluß einzuräumen wäre als der von der Abkühlung der Luftmasse, hauptsächlich also aus der Lufttemperatur  $t$  resultierenden freien Wärme, eine unbeschränkte Möglichkeit gegeben wäre. In der Tat zeigt sich nun umgekehrt, wie ich schon früher bei Beurteilung der Wärmemittelwerte vermutet habe, auf der Nordhälfte ein deutliches Plus an Wärme. Es beträgt der Überschuß, gebildet aus der Summe aller Differenzen „Wärme Nordhalbkugel — Wärme Südhalbkugel“ (s. Tab. II)  $99\,350\,967.10^7$  kg/Kal., d. h. 3.6% des südlichen resp. 3.1% des nördlichen Wärmegehaltes. Die Erklärung hierfür ist aber gerade der Temperaturüberschuß der nördlichen Hemisphäre; nicht etwa daß dieser an sich wesentlich in Betracht käme, sondern dadurch, daß höher temperierte Luft weit mehr Wasserdampf aufnehmen kann, wie es das steile Ansteigen der Dampfdruckkurve deutlich zeigt, als Luft von geringerer Temperatur. Da nun, wie auch eben gezeigt wurde, ein bedeutender

<sup>1)</sup> Arrhenius findet 11.4 gr/kbm. 2. Kosmische Physik II. S. 630.

<sup>2)</sup> s. Archiv d. Seewarte 1905. Nr. 2. S. 16.

Anteil des Wassers in der Atmosphäre den Landmassen entspringt, so ist es erklärlich, daß den großen Wassermassen des Südens nicht die Bedeutung zukommt, die man vermutet hat, da hier zwar auf der einen Seite für eine Anreicherung mit Wasserdampf die günstigsten Bedingungen vorhanden sind, diese Bedingungen aber dank der geringen Lufttemperatur nicht genügend ausgenützt werden können. Sehen wir nun, wie der Wärmeüberschuß sich auf die einzelnen Zonen verteilt (s. Kurve III). Daß die äußerste Nordkalotte wärmer ist, erklärt sich aus den Temperaturverhältnissen. Wir können annehmen, daß die südliche Kappe, wie es auch die Extrapolation ergibt, eine tiefere Temperatur hat als die nordpolare, da auf der einen Seite ein großer Kontinent, auf der andern eine Wasserfläche vorhanden ist. Der Wasserdampf spielt hier seiner geringen Größe wegen keine Rolle. Gehen wir weiter in die subpolaren bis gemäßigten Zonen, so zeigt die Südhemisphäre einen Wärmeüberschuß, der etwa unter  $\varphi = 65^\circ$  sein Maximum erreicht. Hier ist allerdings der Wärmeüberschuß wohl auf Rechnung der großen freien Wasserfläche zu setzen, die, ohne vom Festland unterbrochen zu sein, die Südspitzen der Kontinente zonal umgibt; gerade im Norden finden wir hier umgekehrt die größte Landerstreckung und zwar unter Bedingungen, die eine Wasserdampfabgabe sehr verzögern, da der eurasiatische und amerikanische Kontinent in diesen Breiten bekanntlich eine sehr große negative Temperaturanomale aufweisen, sodaß die entsprechende positive über dem Atlantischen Ozean zur Kompensierung bei weitem nicht genügt; die mittleren Temperaturen sind daher geringer als die der entsprechenden Südbreiten. Zudem handelt es sich hier zum größten Teil um wasserarme Steppen, welche den größten Teil dieser Kontinente durchziehen. In der gemäßigten Zone bis ins subtropische Bereich findet dann ein langsames Anwachsen des nördlichen Überschusses statt, um weiter südlich unter dem Einflusse hoher Temperaturen, trotz des wasserarmen Wüstengürtels, sehr rapide zu steigen.<sup>1)</sup> Unter dem thermischen Äquator wird der höchste Wert erreicht. Da die klimatischen Bedingungen beider Halbkugeln immer ähnlicher werden und unterm geographischen Äquator jeder Überschuß verschwinden muß, so findet natürlich auf dieser letzten Strecke ein starker Abfall statt.

Wenn wir nun einen Anhalt für den Wärmegehalt der Atmosphäre haben wollen, so müssen wir die mittleren Wärmewerte für einzelne Höhenstufen bilden. Dies für die verschiedenen Zonen auszuführen, ist augenblicklich mangels genügender Beobachtungen unmöglich. Es wurde daher angenommen, daß, von den gefundenen Mittelwerten ausgehend, die vertikale Verteilung der einzelnen Elemente, Luftdruck, Dampfspannung und Temperatur, einen parallelen Verlauf zu den von v. Bezold aufgestellten Werten<sup>2)</sup> für Berlin nehmen würde. Diese Annahme genügt wohl, um wenigstens eine ungefähre Vorstellung von den Größen zu geben. Tabelle III gibt bis zu 50000 m (von 0–10000 m Abstände von je 500 m) die erhaltenen Werte. Es sind zwei Elemente, die in der Verteilung des Wärmegehaltes in der Vertikalen die Hauptrolle spielen, Temperatur und Luftdruck. Der Luftfeuchtigkeit kommt hier ein wesentlich geringerer Einfluß zu als an der Erdoberfläche, da sie, wie uns die Säyringsche Formel, die für die Abnahme des Dampfdruckes mit der Höhe zugrunde gelegt wurde, zeigt,



<sup>1)</sup> s. Archiv der Seewarte 1905. Nr. 2. S. 8.

<sup>2)</sup> s. v. Bezold, Gesammelte Abhandlungen 1906. S. 246.

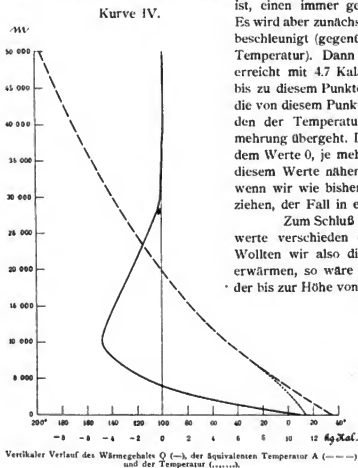
daß dieser sehr schnell nach oben abnimmt und hier praktisch schon in 9–10000 m den Nullwert erreicht. Sein Vorhandensein äußert sich darin, daß er in den unteren Schichten der Atmosphäre stärker, in den oberen seiner Abnahme entsprechend in geringerem Grade verzögernd auf die Verminderung des Wärmegehalts einwirkt. Die Temperatur nun würde bedingen, daß die Wärme konstant abfällt. Wir erkennen dies besser in dem Verlauf der äquivalenten Temperatur ( $t$ ) (s. Kurve IV); hier wird, nachdem die Wirkung des Dampfgehaltes

Tabelle III.

Höhe (m)	Luftdruck b	Dampfspannung e	Temperatur $1^{\circ}$ C.	Äquivalente Temperatur $A^{\circ}$ C.	Wärmegehalt kg-Kal./Abm
0	760	10.7	15.0	37.7	11.0
500	717	8.7	12.6	32.2	8.8
1 000	675	7.2	10.1	27.3	7.2
1 500	635	5.7	7.6	22.1	5.5
2 000	597	4.6	5.1	17.6	4.2
2 500	560	3.6	2.4	12.8	2.9
3 000	526	2.8	-0.3	8.3	1.8
3 500	494	2.2	-2.9	4.3	0.9
4 000	463	1.7	-5.6	0.4	0.0
4 500	434	1.3	-8.8	-3.9	-0.7
5 000	406	1.0	-12.0	-8.0	-1.4
5 500	380	0.7	-15.4	-12.4	-2.0
6 000	355	0.5	-18.9	-16.7	-2.6
6 500	331	0.4	-22.3	-20.7	-3.0
7 000	309	0.3	-25.7	-24.5	-3.4
7 500	288	0.2	-29.3	-28.4	-3.7
8 000	267	0.1	-32.9	-32.3	-4.0
8 500	249	0.1	-36.9	-36.4	-4.2
9 000	231	0.1	-40.9	-40.5	-4.4
9 500	214	0.0	-44.9	-44.6	-4.6
10 000	198	0.0	-48.9	-48.7	-4.7
11 000	169	0.0	-54.3	-54.2	-4.6
12 000	144	0.0	-59.5	-59.5	-4.4
13 000	123	0.0	-64.7	-64.7	-4.2
14 000	106	0.0	-70.0	-70	-4.0
15 000	92	0.0	-75.0	-75	-3.8
20 000	40	0.0	-99	-99	-2.5
25 000	16	0.0	-120	-120	-1.4
30 000	6	0.0	-140	-140	-0.1
40 000	(0.7)	0.0	-171	-171	-0.0
50 000	(0.07)	0.0	-194	-194	-0.0

aufgehört hat, die äquivalente Temperatur identisch mit der Zustandskurve ( $t$ ) der Lufttemperatur, d. h. sie erreicht mit ihr in steter Abnahme den absoluten Nullpunkt. Im Verhalten der Wärme ( $Q$ ) hingegen ist, wie die Umwandlungsformel zeigt, der Luftdruck, da seiner Abnahme entsprechend die Maße der Volumeneinheit verringert wird, von größtem Einfluß. Wäre dieser nicht vorhanden, so wäre sie dem Verlauf der äquivalenten Temperatur ziemlich parallel, sie würde den Nullpunkt überschreiten und ständig ihren negativen Wert vergrößern. An der

Erdoberfläche, wo die Luftdruckschwankungen geringe sind, ist daher der Wärmegehalt mit dem Wert der äquivalenten Temperatur zu identifizieren, indem rund drei Kalorien einem Grade (Celsius) entsprechen. Die Abnahme der Maße mit der Höhe hat zur Folge, daß die Zahl der Wärmeinheiten, welche zur Erwärmung eines Kubikmeters Luft auf 0° erforderlich



Siedepunkt zu erhitzen. — Über die zweifellos interessante zonale Verteilung des Wärmegehaltes, unter Berücksichtigung der Vertikalen, sowie über seine jahreszeitlichen Verschiebungen werden erst Mitteilungen zu erwarten sein, wenn von den verschiedensten Punkten der Erde aerologische Beobachtungen vorliegen.

Tabelle IV.

0—1 000 m	45.10 <sup>17</sup> kg-Kal.
0—4 000 „	92.10 <sup>17</sup> „
0—5 000 „	88.10 <sup>17</sup> „
0—10 000 „	1.10 <sup>17</sup> „
(4—10 000) „	(—94.10 <sup>17</sup> ) „
(10—40 000) „	(—260.10 <sup>17</sup> ) „
0—50 000 „	—262.10 <sup>17</sup> „

ist, einen immer geringeren (negativen) Wert erreicht. Es wird aber zunächst die Abnahme der (positiven) Wärme beschleunigt (gegenüber der Abnahme der äquivalenten Temperatur). Dann wird in etwa 10 000 m ein Minimum erreicht mit 4.7 Kal., indem bei den negativen Werten bis zu diesem Punkte zunächst eine Verzögerung eintritt, die von diesem Punkte ab, wo der Einfluß des Luftdruckes den der Temperatur überflügelt, in eine relative Vermehrung übergeht. Die Wärmezustandskurve nähert sich dem Werte 0, je mehr die Maße der Volumeneinheit sich diesem Werte nähert (s. Tab. III u. Kurve IV). Dies ist, wenn wir wie bisher nur die erste Dezimale in Betracht ziehen, der Fall in etwa 30—40 000 m Höhe.

Zum Schluß sind in Tabelle IV noch die Wärmewerte verschieden dicker Atmosphärenhüllen gegeben. Wollten wir also die Atmosphäre bis zu 50 km auf 0° erwärmen, so wäre dazu der ungefähr dreifache Betrag der bis zur Höhe von 5 km vorhandenen Wärmeinheiten, d. h. ca. 26 Quadrillionen kg-Kal. erforderlich; es würde aber der Wärmeinhalt der Atmosphäre bis zu 5000 m (88.10<sup>17</sup> kg-Kal.) genügen, ein Meer vom doppelten Areal des Mittelmeeres, das bei einer Oberfläche von 2960 000 qkm eine mittlere Tiefe von 1450 m hat, um einen Grad zu erwärmen, oder bei derselben Tiefe etwa ein Becken vom Areal des Michigansees von 0° zum

# Der Freiballon im elektrischen Felde der Erde.

Von

H. EBERT und C. W. LUTZ, München.

Mit sechs Textfiguren und fünf Tafeln, davon eine im Text.

Einleitung.<sup>1)</sup> — Unter den Problemen, welche in der Physik der Atmosphäre ihre Pflege finden, hat dasjenige der luftelektrischen Forschung immer eine ganz besondere Rolle gespielt. Speziell drängt die gegenwärtige Phase dieser Forschung mit besonderem Nachdrucke dahin, die Messungen der luftelektrischen Elemente an der Erdoberfläche durch solche im freien Luftmeere zu ergänzen und zu erweitern. Aus diesem Grunde sehen wir in dem Programme der wissenschaftlichen Ballonfahrten an verschiedenen Orten die Messungen des atmosphärischen Potentialgefälles, der Ionenzahl, der Leitfähigkeit eine hervorragende Stellung einnehmen. Aus demselben Grunde wendet man aber auch der Frage erneute Aufmerksamkeit zu, inwieweit bei diesen Messungen unser Observatorium, d. h. der Freiballon, auf den luftelektrischen Zustand seiner Umgebung selbst modifizierend einwirkt.

Daß eine solche Einwirkung tatsächlich stattfinden kann, steht außer allem Zweifel, namentlich seitdem sich gezeigt hat, daß durch das Auswerfen von trockenem Ballastande nicht unerhebliche reibungselektrische Ladungen dem Ballon mitgeteilt werden, die sich direkt durch eine Änderung des gemessenen Gefälles kund tun.<sup>2)</sup>

Das Problem, um das es sich — zunächst bei den Potentialmessungen — handelt, ist kurz folgendes:

Von der Ballongondel aus zugänglich, gewöhnlich vertikal an ihr herabhängend, senkt man in das umgebende erdelektrische Kraftfeld zwei oder mehr Kollektoren ein, welche durch den Ausgleich der elektrischen Spannungen, den sie mehr oder weniger rasch und vollkommen mit ihrer Umgebung herbeiführen, die zwischen zwei von ihnen bestehende Potentialdifferenz irgend einer spannungsmessenden Vorrichtung übermitteln. Beträgt die angezeigte Spannungsdifferenz  $V$  Volt und ist der Höhenunterschied der Ausgleichsstellen der beiden Kollektoren gleich  $d$  m, so ist das gemessene Gefälle gleich  $V/d$  Volt pro Meter Erhebung. Dieses ist aber noch nicht der Gefällewert  $\mathcal{G}$ , wie er in dem freien Lufräume ohne Anwesenheit des Ballons stattfinden würde. Vielmehr wird dieser Wert gestört durch die Ladung des Ballons selbst; eine solche nimmt derselbe an:

a) durch Influenzwirkung von Seiten des bestehenden und zu messenden Erdfeldes von der Intensität  $\mathcal{G}$ ;

<sup>1)</sup> Über den wesentlichen Inhalt der vorliegenden Untersuchung wurde bereits auf dem Kongreß der internationalen aeronautischen Kommission zu Mailand im Herbst 1906 kurz berichtet.

<sup>2)</sup> Vergl. hierzu die Arbeit von H. Ebert: „Über elektrische Messungen im Luftballon“ (Gerlands Beiträge zur Geophysik, 6, Heft 1, S. 65 ff., 1903), welche im Folgenden kurz durch A bezeichnet werden soll; ferner die einschlägigen Arbeiten von Börnstein, Linke und Gerdien, letztere in den Abhandlungen bzw. den Nachrichten der Göttinger Ges. d. Wiss. erschienen.



b) infolge von Elektrizitätsaufnahme von irgend welcher Seite her, z. B. vom Erdboden im Momente der Abfahrt oder beim Ballastauswerfen.

Es handelt sich also darum, aus den gemessenen scheinbaren Gefällewerten  $\mathcal{G}' = V/d$  die wahren Werte  $\mathcal{G}$  zu erschließen, mit anderen Worten einen Reduktionsfaktor  $R$  von der Beschaffenheit zu ermitteln, daß

$$\mathcal{G} = R \cdot \mathcal{G}' \dots (1)$$

wird;  $R$  ist also die Zahl, mit der man das scheinbare, direkt in der Nähe des Ballons, aber eben darum nicht richtige Gefälle  $\mathcal{G}'$  zu multiplizieren hat, um das wahre Gefälle  $\mathcal{G}$  zu erhalten;  $R$  kann sowohl größer als auch kleiner als 1 sein. Würde also dem Potentialunterschiede von  $V$  Volt im freien ungestörten Felde eine Distanz der entsprechenden Niveauflächen von  $D$  m entsprechen, während diese Flächen mit demselben Potentialunterschiede über oder unter dem Ballon auf  $d$  m zusammengedrängt erscheinen, so würde sein

$$\mathcal{G} = V/D, \mathcal{G}' = V/d \text{ und } R = \mathcal{G}/\mathcal{G}' = d/D \dots (2).$$

Der Erste, welcher den Einfluß einer eventuellen Ballonladung auf Potentialmessungen diskutierte, war R. Börnstein.<sup>1)</sup> Er schlug vor, statt der seither üblichen zwei Kollektoren deren drei: A, B, C in verschiedenen Tiefen unter dem Gondelboden anzuwenden. Zeigen die auf den Meter umgerechneten Spannungsdifferenzen zwischen A und B einer-, zwischen B und C andererseits merkliche Verschiedenheiten, so ist daraus auf das Vorhandensein einer störenden Ballonladung zu schließen, da bei einer nur einigermaßen beträchtlichen Höhe des Ballons (und hinreichend entfernt von Wolken und Nebelbänken) das Gefälle  $\mathcal{G}$  als konstant innerhalb eines genügend weiten Bereiches angesehen werden kann. Wenn aber weiter ausgeführt wird, daß man aus der gefundenen Verschiedenheit, also aus der Änderung des Gefalles auf die störende Eigenladung  $M$  nach der Formel  $2 M/r^3$  (erhalten durch zweimalige Differentiation der bekannten Potentialformel  $M/r$  für die Kugel nach dem vertikalen Abstände  $r$  vom Mittelpunkte) schließen könne, so ist zu bemerken, daß ja nicht die Ballonkugel allein Träger der Ladung ist; eine solche wird sich vielmehr, wenn vorhanden, auf das Tauwerk übertragen und sich auch der Gondel mitteilen; hier wird sie wegen der Zuspitzung des Gesamtkörpers nach unten besonders hohe Dichtewerte annehmen und ihre störende Wirkung muß ganz anderen Gesetzen als dem hier angenommenen folgen.

Die von Börnstein vorgeschlagene Methode hat zunächst Jos. Tuma angewendet, der bei seinen Fahrten schließlich zwei Paare von Kollektoren, also vier Wassertropfkollektoren verwendete.<sup>2)</sup>

Er schließt aus seinen Messungen, daß eine störende Ladung des Ballons bei den von ihm ausgeführten Fahrten nicht vorhanden war.

Mit mehr als einem Kollektorpaare sind dann von F. Linke<sup>3)</sup> sowie von München aus mehrere (noch unpublizierte) Beobachtungsreihen angestellt worden.

Neben diesen Versuchen durch Messungen des Gradienten in verschiedenen Abständen von der Gondel ein Urteil über die etwa zu befürchtenden Störungen zu erhalten, gehen solche einher, auf theoretischem Wege Einblick in diese Verhältnisse zu gewinnen und womöglich Werte für den Reduktionsfaktor  $R$  abzuleiten. Hier ist zunächst eine Rechnung von O. E. Schiötz

<sup>1)</sup> R. Börnstein, Elektrische Beobachtungen bei Luftfahrten unter Einfluß der Ballonladung, Ann. d. Phys. und Chem. 62, 680, 1857.

<sup>2)</sup> Jos. Tuma, Luftelektrizitätsmessungen im Luftballon, Sitz.-Ber. der Wiener Akad. Math.-naturw. Klasse 108, Abt. II a, 227, 1859.

<sup>3)</sup> F. Linke, Luftelektrische Messungen bei zwölf Ballonfahrten, Abhandl. der Göttinger Ges. der Wiss. Math.-phys. Kl. Neue Folge 3, No. 5, 1904.

zu erwähnen, welcher als erster den Ballon durch ein verlängertes, vertikal im Erdfelde orientiertes, leitendes Rotationsellipsoid zu ersetzen suchte.<sup>1)</sup>

Eingehender wird das Problem von Linke in der genannten Abhandlung (von Seite 14 an) diskutiert, welcher auch eine Korrektionsstabelle für ein bestimmt dimensioniertes solches Ellipsoid berechnet.

Endlich hat H. Benndorf die Störungen des homogenen elektrischen Feldes durch ein leitendes Ellipsoid in völliger Allgemeinheit behandelt und u. A. auch das Ballonproblem von theoretischem Standpunkte aus einer sehr gründlichen Diskussion unterworfen.<sup>2)</sup>

So anerkennenswert diese Untersuchungen, namentlich diejenige Benndorfs, auch sind, so bleiben doch mit Rücksicht auf den vorliegenden speziellen Zweck die beiden folgenden Fragen offen:

1. Inwieweit darf man überhaupt die Form eines freischwebenden Kugelballons mit derjenigen eines Rotationsellipsoides identifizieren?

2. Wenn dieses auch innerhalb gewisser Grenzen gestattet sein sollte, welche Dimensionen hat man dem, einen bestimmten Ballon in bezug auf die Störungen vertretenden Ellipsoide zu geben?

Es läge nun nahe, die Berechnungen für Rotationskörper durchzuführen, welche sich der Ballonform näher anschließen, als es ein Ellipsoid tut, das doch augenscheinlich mit dem fertig montierten Kugelballon nur eine entfernte Ähnlichkeit hat. Hier würde zunächst das System zweier senkrecht übereinander stehender, leitend mit einander verbundener Kugeln, einer großen oben und einer kleinen unten, sodann gewisse Ovoidformen in Betracht kommen. Indessen zeigt ein näheres Eingehen auf diese Fälle, daß hierbei Reihen auftreten, die nur sehr langsam konvergieren und daher zu ihrer Auswertung einen ganz unverhältnismäßig großen Apparat an numerischen Rechnungen erfordern würden (worauf für den erstgenannten Fall auch H. Benndorf bereits hingewiesen hat, B, S. 426).

Wir haben daher die Aufgabe in anderer Weise zu lösen gesucht, indem wir auf das Prinzip der elektrischen Ähnlichkeit zurückgriffen (vergl. auch A, S. 72, wo auf dieses Prinzip bereits hingewiesen wurde): Von dem Ballon wird ein verkleinertes, möglichst getreues Modell in bestimmtem Maßstabe hergestellt und dieses in ein künstliches elektrisches Feld von genau bekannter Umgrenzung und Gesamtintensität gebracht; durch einen kleinen, das Feld selbst möglichst wenig deformierenden Kollektor wird das resultierende Feld abgetastet und ausgemessen. Maxwell hat am Ende des 3. Kapitels seines berühmten Treatise gezeigt,<sup>3)</sup> wie sich alle einzelnen elektrischen Größen abändern, wenn man von einem derartigen Bilde im kleinen auf die Wirklichkeit übergeht.

Eine Vorfrage mußte hierbei freilich erst geklärt werden: Hat man den Ballonstoff selbst als Nichtleiter oder Leiter der Elektrizität anzusehen, aus welchem Material ist demnach das Modell anzufertigen? Nach eingehenden diesbezüglichen Versuchen<sup>4)</sup> kann es keinem Zweifel unterliegen, daß auch die nicht mit Chlorcalcium überstrichene Ballonhülle den langsam erfolgenden Ausgleichen elektrostatistischer Spannungen gegenüber, wie sie hier in Betracht

<sup>1)</sup> O. E. Schiötz, Einige Bemerkungen über die Schlüsse, welche man aus den durch Ballone ausgeführten Beobachtungen über die Lufterlektrizität ziehen kann, Vidensk. Skrifter, math.-naturw. Kl. No. 8, Christiania 1898.

<sup>2)</sup> H. Benndorf, Über gewisse Störungen des Erdfeldes mit Rücksicht auf die Praxis lufterlektrischer Messungen; Sitz.-Ber. der Wiener Akad. math.-naturw. Kl. 115, Abt. II a, 425, 1906, im Folgenden als Abhandlung B angezogen.

<sup>3)</sup> J. Cl. Maxwell, Treatise I § 94. Deutsche Übersetzung von B. Weinstein 1883 S. 117: «Beziehungen zwischen Körpern, die in ihrer Form oder in ihrer Ladung sich ähnlich sind.»

<sup>4)</sup> Vgl. A, S. 70.

kommen, als Leiter wirkt. Von dem Netze und dem Tauwerk der Gondel und ihrer Montage war dies von vornherein zu erwarten. Das Modell konnte dementsprechend aus Metall hergestellt werden.

Um aber übersichtbare Verhältnisse zu haben, muß man mit hochgezogenem Schlepptaue fahren, wie dies bei luftelektrischen Messungen jetzt wohl auch ganz allgemein geschieht. Alle folgenden Betrachtungen und Bemerkungen beziehen sich auf diesen vereinfachten Fall. Nur in diesem Falle kann man dann das Gefälle  $\Theta$  innerhalb eines Raumes, der dann vom Ballonkörper eingenommen wird, vorher als konstant, und demnach das durch den Ballon noch nicht gestörte Feld als homogen ansehen. Auf diese Weise erhält man Diagramme, in denen die Störungen der Niveauflächen, welche im ungestörten Felde innerhalb der in Betracht kommenden Bereiche als horizontale Ebenen angesehen werden können, unmittelbar zum Ausdruck kommen, und aus denen man die Größe der gesuchten Reduktionsfaktoren R direkt entnehmen kann.

Senkrecht zu den Niveauflächen stehen die Kraftlinien. Diesen entlang bewegen sich die Ionen. Eine mit der Diskussion der Feldderformation im Zusammenhange stehende weitere Frage ist demnach die, wie sich die Ionenführung in der Umgebung des Ballons infolge der Verbiegung der Niveauflächen und damit der Kraftlinien ändert, und ob es möglich ist, auch die Messungen der Ionendichte sowie der Leitfähigkeit auf den Fall der freien Atmosphäre zu reduzieren.

Ein anschauliches Bild von der Verdichtung elektrischer Ladungen am Ballon zu erhalten, hat auch insofern eine gewisse praktische Bedeutung, als ja die Ursache gelegentlicher Zündungen namentlich bei landenden Ballons elektrischer Natur zu sein scheint.

Methode und Apparatanordnung. — Nach längeren Voruntersuchungen wurde bei den definitiven Messungsreihen in folgender Weise verfahren:

Der von der Kgl. bayrischen Akademie der Wissenschaften dem Münchner Verein für Luftschiffahrt zur Verfügung gestellte Ballon „Sohncke“ faßt 1440 m<sup>3</sup>, was bei prallem Ballon einem Kugeldurchmesser von ziemlich genau 14 m entspricht. Um auch über die anderen Abmessungen einen möglichst sicheren Anhalt zu bekommen, wurde eine Photographie ausgemessen, welche den vollkommen ausgerüsteten Ballon aus größerer Entfernung gesehen in dem Momente darstellt, in welchem der Korbboden sich vom Erdboden abhebt; aus dem bekannten Äquatordurchmesser der Ballonkugel ergab sich dann die Höhe des Ganzen zu rund 25 m, die Entfernung vom Kugelmittelpunkte bis zum Korbboden zu 18 m. Während der Fahrt streckt sich der Ballon nicht unerheblich. Daher wurde das Modell in dem unteren Teile etwas länger gehalten, als es dem steilen Einfallen der Tauc von den „großen Gänsefüßen“ nach dem Ringe hin bei völlig gefülltem, prallem Ballon im Momente der Abfahrt entspricht, und zwar mit einer Gesamthöhe von 28 m (Entfernung des Kugelmittelpunktes vom Korbboden 21 m), d. h. mit einem Verhältnis von Durchmesser zu Gesamthöhe wie 14 : 28 oder 1 : 2.

An der Hand der erwähnten Photographie wurde nun der „Sohncke“ im Maßstabe 1 : 140 aus Messing genau nachgebaut, sodaß ein Modell von 10 cm Kugeldurchmesser und 20 cm Höhe entstand.

Dieses Modell wurde in ein künstliches homogenes elektrisches Feld von solcher Ausdehnung gebracht, daß an den Grenzen des Feldes die Störungen, welche die Anwesenheit des Metallkörpers in seinem Innern hervorrief, sich nach Möglichkeit ausgeglichen hatten.

Vorversuche zeigten, daß dazu ebene Metallflächen oder Netze von 2 m<sup>2</sup> Fläche (2 m lang, 1 m breit), bei  $\frac{1}{2}$  m gegenseitigem Abstände ausreichten; durch Anlegen von Spannungsdifferenzen verschiedener Größe an diese horizontal und isoliert aufgestellten Platten ließ sich das Erdfeld getreu nachbilden.

Die getroffene Anordnung zeigt Fig. 1 in der Langsicht, Fig. 2 (schematisch) von oben gesehen (die Teile W und  $E_2$  daselbst finden erst später ihre Erläuterung).

Ein Zinkdrahtnetz (200 cm lang und 100 cm breit) Z von 1 cm Maschenweite wurde über einen festen Holzrahmen H eben ausgespannt, der mit den beiden Schmalseiten auf zwei Holzböcke  $B_1, B_2$  horizontal aufgelegt wurde, von diesen durch je ein Paar Paraffinklötze  $K_1, \dots, K_4$  isoliert. Das ganze Netz wurde mit Hilfe einer Hochspannungsbatterie A, deren negativer Pol geerdet war, bei den hier mitgeteilten Messungen auf die Spannung von +210 Volt geladen. Diese Spannung wurde durch ein Elektrometer  $E_2$  unter fortwährender Kontrolle gehalten.

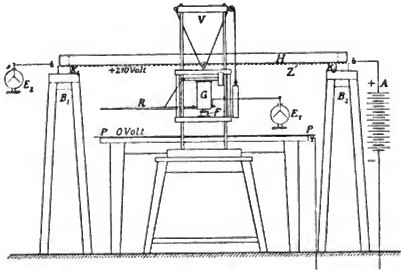


Fig. 1.

50 cm unter dem Netze Z lag auf einem Tische eine ebene Zinkblechplatte P, die dauernd geerdet wurde. Zwischen dem + geladenen Netze und der parallelen geerdeten Blechplatte bestand demnach ein elektrisches Feld, dessen Niveauflächen, wie Messungen mit einem Wasser- und einem Flammenkollektor in übereinstimmender Weise zeigten, bis nahe an die Ränder heran horizontal verliefen. Nur in der Nähe der beiden Holzböcke  $B_1, B_2$ , an den Schmalseiten des Feldes, ergaben sich zu kleine Potentialwerte, was von vornherein zu erwarten war, denn hier werden ja die Niveauflächen auf- und um die Böcke herumgebogen.

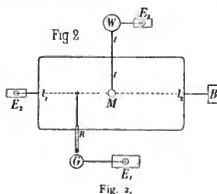
Nicht unerhebliche Schwierigkeiten bereitete die Aufstellung des Modelles in dem Felde, da es ja einer Stütze bedurfte, die in Wirklichkeit beim Freiballon natürlich nicht vorhanden ist.

Es wurden im ganzen drei Aufstellungsarten durchprobiert: Zunächst wurde das Modell an gut isolierenden, später auch noch paraffinierten Seidenschnüren aufgehängt. Wenn aber die Isolation hier versagte, so kroch Ladung den Fäden entlang, was starke Deformationen im Felde bewirkte.

Bei den meisten Messungen stand das Modell auf einer Paraffinsäule, die schon mehr Garantien bot. Da es aber genügte, das Bild der Niveaulinien in irgend einer durch die vertikale Ballonachse hindurchgehenden Ebene, etwa in der Längsschnittebene  $l_1, l_2$  (Fig. 2) aufzunehmen, da ja in Wirklichkeit alles symmetrisch um diese Axe herum ist, so konnte das Modell M drittens auch durch einen quer in das Feld hineingeführten horizontalen Träger tt zwischen den Platten schwebend erhalten werden, da sich zeigte, daß das Einführen eines solchen Trägers, selbst wenn er aus Metall war, in der Vertikalebene  $l_1, l_2$  nicht mehr störend wirkt.

Eine wichtige Vorfrage bildete endlich diejenige nach der zu wählenden Art des Kollektors, mit welchem das Feld abgetastet werden sollte. Zunächst wurden kleine Flammenkollektoren verwendet. Dieselben waren durch Bernstein gut isoliert, auf eine längere Stange gesteckt, welche horizontal von der Seite her (senkrecht zu  $l, l_1$ ) in das Feld eingeführt wurde; dieselben haben sich hier nicht bewährt, hauptsächlich wohl, weil die Flammgasionen sich zu weit in dem Felde verbreiteten, und daher der Ausgleichspunkt selbst nicht genau genug definiert war; außerdem rief die Wolke von z. T. sehr schnell wandernden Ionen, die man auf diese Weise zwischen die Platte P und das Netz Z brachte, starke Felddeformationen hervor, wiewohl die Flammgase durch die Maschen des Netzes Z hindurch nach oben entweichen konnten. Aus dem gleichen Grunde waren Radioelektroden für die vorliegenden Messungen nicht zu gebrauchen.<sup>1)</sup>

Es wurde daher auf den Wassertropfkollektor zurückgegriffen, dessen Tropfröhre R immer bis zur Längsmittlebene  $l, l_1$  (Fig. 2) in das Feld horizontal eingeführt wurde. Das



Gefäß G des Kollektors war, um Störungen des elektrischen Feldes möglichst zu vermeiden, außerhalb des Feldes angeordnet. Vom Wassergefäß G aus führte die 175 cm lange horizontal gehaltene Metallröhre R in das Feld hinein. (In Fig. 1 ist der Übersicht halber der Kollektor halb zur Seite gedreht gezeichnet.) Das vordere Ende des Rohres war ausziehbar eingerichtet, außerdem ließ sich der ganze Kollektor um einen isolierenden Hartgummifuß F drehen und mit der nach Fig. 1 leicht verständlichen Aufzugsvorrichtung V in vertikaler Richtung verschieben. Damit war erreicht, daß sich die Auflösungsstelle des Wasserstrahles an jede beliebige Stelle des Feldes verlegen ließ, sodaß ein völliges Abtasten der

Niveauflächen ermöglicht war.

Zunächst wurde festgestellt, daß der Verlauf des Potentials in vertikaler Richtung beim ungestörten künstlichen Felde ein linearer ist. Die Messung wurde in der Weise ausgeführt, daß nacheinander die Auflösungsstelle des Wasserstrahles an verschiedene, in ungefähr gleichen Abständen aufeinanderfolgende Punkte je ein und derselben Vertikalen gebracht und für jeden dieser Punkte das Potential und der Abstand vom Grundbleche gemessen wurde. Ersteres geschah mit Hilfe eines mit dem Kollektor leitend verbundenen Elektrometers  $E_1$ , letztere Messung durch einen vertikal auf einer Fußplatte stehenden Maßstab, der nur zum Zwecke dieser Abmessung für kurze Zeit ins Feld gebracht wurde. Die so erhaltenen Werte (Tabelle 1) wurden zur Zeichnung der Figur 3 verwendet. Zur Messung der niederen Potentialwerte 20, 33 und 54 Volt wurde ein empfindliches kleines Aluminiumblattelektroskop verwendet, das bereits bei diesen kleinen Spannungen deutliche Ausschläge zeigte.

Tabelle 1.

(Zu Figur 3).

Abstand vom geerdeten Bleche in cm (Ordinaten)	5,0	9,6	13,9	18,8	23,6	28,5	33,8	39,7	45,0	48,0	50,0
Spannung in Volt (Abszissen)	20	33	54	75	97	118	140	165	186	199	210

<sup>1)</sup> Die Wirkungen verschiedener Kollektoren in einem derartigen homogenen Felde haben F. Henning (Ann. d. Phys. (4), 7, 893, 1902) und C. W. Lutz (Sitz.-Ber. der Münchner Akad. math.-phys. Kl. 36, 507, 1906) eingehender studiert; der letztgenannten Abhandlung sind die Figuren 1 und 3 entnommen.

Auf Grund dieser Messungen darf das künstliche elektrische Feld bis auf die Randpartien hin als homogen angesehen werden.

Hierauf wurde nun das Modell in das Feld gebracht, so daß stets der Abstand des unteren Gondelrandes vom Grundblech P ebenso groß war, wie der des obersten Punktes der Ballonkugel vom Netz Z.

In allen Fällen wurde bei den schließlichen Messungen der Verlauf immer derselben 10 Niveauflächen, den Potentialen 20, 33, 54, 75, 97, 118, 140, 165, 185, 199 Volt entsprechend, abgetastet, und zwar in folgender Weise:

Zunächst wurden für eine in der Längsmittlebene  $l_1 l_2$  des Feldes gelegene Vertikale im Abstände von 40 cm von der Feldmitte der Reihe nach die Lagen der Punkte vom Potential 20, 33, 54 etc. Volt bestimmt. Es geschah dies mit Hilfe des Wasserkollektors, dessen Ausflußöffnung entsprechend orientiert und der nun allmählich so lange aufwärts bewegt wurde, bis das mit dem Gefäß G verbundene Elektrometer  $E_1$  den verlangten Potentialwert anzeigte. Die

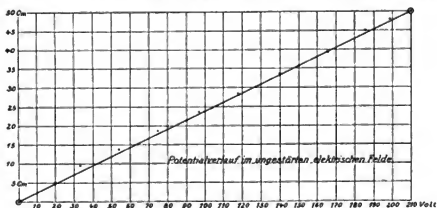


Fig. 3.

einzelnen Potentialwerte konnten auf diese Weise mit genügender Genauigkeit festgelegt werden, da schon eine Vertikalverschiebung des Wasserkollektors von nur 2 mm eine wahrnehmbare Änderung des Elektrometerschlagess hervorrief. Zu jedem Potentialwerte wurde mit dem oben erwähnten Maßstabe der zugehörige Abstand vom Grundbleche auf Millimeter genau abgemessen.

In der gleichen Weise wurden für weitere vier Vertikalen derselben Mittlebene  $l_1 l_2$ , die zu den Potentialen von 20, 33 etc. Volt gehörigen Abstände bestimmt. Die so ermittelten Punkte gehören alle den Schnittlinien der deformierten Niveauflächen mit der vertikalen Längsebene  $l_1 l_2$  des Feldes an, und es kann nun leicht ein Längsschnitt durch das deformierte Feld gezeichnet werden.

Die Diagramme und ihre Diskussion. — In der genannten Weise sind die Diagramme erhalten worden, welche auf den fünf beigegeführten Tafeln im Maßstabe von 1 : 5,61 im Vergleiche zum Modelle und im Maßstabe von 1 : 785 zur Wirklichkeit wiedergegeben sind; einem mm jedes Diagrammes entsprechen also in Wirklichkeit 0,785 m, 1 m der Wirklichkeit wird durch eine Strecke von 1,274 mm dargestellt; dementsprechend ist die in die Diagramme eingetragene Maßstablinie eingeteilt.<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Leider konnte bei der Reproduktion eine kleine Maßstabveränderung nicht vollkommen vermieden werden; beim Nachmessen wird man also u. U. zu Zahlen geführt, welche in der letzten Stelle um einige Einheiten von den im Texte angegebenen abweichen, welche letztere direkt aus den in viel größerem Maßstabe gezeichneten Originaldiagrammen gewonnen wurden.

Um die Bilder direkt untereinander vergleichbar zu machen, sind sie alle für denselben Fall gezeichnet, daß die obere Platte auf + 210 Volt geladen, die untere dauernd mit der Erde in Verbindung gehalten wurde. Bei den Versuchen wurde gelegentlich auch mit höheren oder niedrigeren Spannungsdifferenzen zwischen den Platten gearbeitet. Es zeigte sich dabei aber nur, daß die Niveauflächen in dem ersten Falle dichter aneinander, im zweiten weiter voneinander wegrücken; im übrigen bleiben die Diagramme einander ähnlich, wie es ja die Theorie tatsächlich auch verlangt. Man sieht übrigens, daß in den meisten Fällen die am Rande des Feldes gezeichneten Niveaulinien wiederum nahezu geradlinig verlaufen, so daß sich hier die durch die Anwesenheit des Ballons bedingten Störungen bereits angenähert ausgeglichen haben (vergl. aber w. u.), das Feld mithin in dieser Hinsicht geräumig genug gewahrt war.

Die Spannungsverhältnisse in dem künstlichen Felde entsprechen offenbar dem normalen erdelektrischen Felde, der „Schönwetterelektrizität“, mit seinen nach oben hin wachsenden Spannungswerten und der nach unten gerichteten Feldintensität  $\mathcal{G}$ .

Indessen ist das Gefälle  $\mathcal{G}$  selbst ziemlich gering, im künstlichen Felde zwar gleich 420 Volt pro m oder 4,2 Volt/cm; dies entspricht aber bei dem gewählten Maßstabe 1 : 140 in Wirklichkeit ja nur einem Gefälle von 3 Volt/m, wie es normalerweise nur in den höchsten Regionen, die seither mit dem Ballon erreicht worden sind, angetroffen wurde. Wie aber bereits erwähnt, würden bei Wahl größerer Gefällewerte die Bilder doch einander ähnlich bleiben; um sie nicht zu verwirren, sind nur wenige Niveauflächen zur Darstellung gelangt; indessen verlaufen diese genügend dicht, um zwischen die gezeichneten neue solche Flächen mit Sicherheit interpolieren zu können. Vor allem wird sich zeigen, daß für den Fall, der für einwandfreie lufterlektrische Messungen allein in Frage kommt, der Wert des Reduktionsfaktors R der gemessenen Spannungsdifferenzen von der Höhe des herrschenden Gefalles selbst unabhängig wird, so daß wir diesen Faktor R doch aus dem betreffenden Diagramm direkt entnehmen können, worauf es uns ja hauptsächlich ankommt.

Noch sei erwähnt, daß die gezeichneten Diagramme zwar zunächst nur als Vertikalchnitte durch das Feld längs der Linie 1, 1, Fig. 2 erhalten worden sind, daß sie aber in Wirklichkeit für alle Meridianschnitte, welche durch die Vertikalachse des Ballons gelegt werden, wegen der allseitigen Symmetrie volle Gültigkeit besitzen (in dem künstlichen Felde nur wegen der Stützen und der Metallröhre des Tropfkollektors nicht). Man erhält also den Verlauf der Niveauflächen um den freischwebenden Ballon herum, wenn man sich die Figuren um die gestrichelte Mittelachse rotierend denkt.

Die direkt beobachteten Punkte sind in den Figuren in dem durch sie bestimmten Kurvenzuge zur Darstellung gebracht. Da zahlreiche Kontrollmessungen gezeigt hatten, daß der Spannungsverlauf links und rechts von dem Modelle ein völlig symmetrischer war, wurde schließlich nur noch die eine, gewöhnlich die linke Feldhälfte abgetastet. Nur bei Tafel IV, wo das Platzgreifen einer Unsymmetrie befürchtet werden konnte, wurde auch die ganze rechte Bildhälfte durch die eingezeichneten Punkte festgelegt.

Daß die Diagramme möglichst getreu dem Maßstabe entsprechend entworfen sind, bietet nun aber den weiteren Vorteil, daß man den Reduktionsfaktor R für jede Stelle des Feldes leicht entnehmen kann. Nach der Definitionsgleichung (1) S. 184 ist  $R = \mathcal{G}/\mathcal{G}'$ .

Von der Ballonstörung nahezu unbeeinflusste Teile der Niveauflächen hat man am Rande der Diagramme vor sich. Mißt man also zwischen irgend zwei Niveauflächen am Rande  $\Delta$  mm, zwischen denselben Linien in dem gestörten Teile aber  $\delta$  mm, so ist nach Gleichung (2) S. 184:

$$R = \delta/\Delta \dots (3).$$

Streng genommen müßte freilich dazu die Zeichnungsebene etwas dichter mit Niveau-

linien überdeckt sein, und es müßte längs eines Kurvenzuges gerechnet werden, der senkrecht gegen die beiden begrenzenden Linien ausläuft; aber ein genügender Anhalt wird schon gewonnen, wenn man die  $b$  auf der Mittelachse der Diagramme abzählt.

Es könnte den Anschein erwecken, als könnten die erhaltenen Zahlenwerte nur individuelle Bedeutung für das bei den Messungen verwendete Modell haben. Man überzeugt sich aber leicht, daß ein Größer oder Kleiner des in das Feld gebrachten störenden Körpers, ja selbst eine mehr oder weniger gedrungene Gestalt des Modelles auf den allgemeinen Kurvenverlauf nur einen geringen Einfluß hat, vornehmlich in der Gegend, welche für die Messungen fast ausschließlich und in erster Linie in Betracht kommt, in der Umgebung der Ballongondel. Wir glauben daher, daß die im folgenden an diese Diagramme geknüpfte Diskussion für alle Kugelballons (die mit hochgenommenem Schleppseile fahren) Gültigkeit haben wird.

Eine Abweichung von der Wirklichkeit soll freilich nicht unerwähnt bleiben: Dadurch, daß wir das Feld oben und unten durch starre Ebenen begrenzen, wird dem System der Niveauflächen an diesen Grenzen eine ganz bestimmte Gestalt aufgezwungen, was in Wirklichkeit nur am Erdboden und daher bei frei schwebendem Ballon im allgemeinen in so großer Entfernung der Fall ist, daß dieser Zwang seinen Einfluß nicht bis in diejenigen Gebiete hinein erstrecken kann, welche für die vorliegende Untersuchung in Betracht kommen. Indessen ist die hierdurch bedingte Störung auch bei uns erst von zweiter Ordnung.

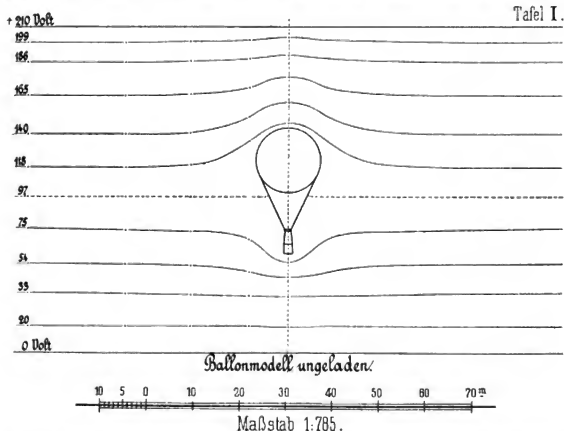
Mißt man ferner das Potentialgefälle am Rande des Feldes, indem man einen dort angegebenen Potentialunterschied durch die der Wirklichkeit, nach dem Maßstabe entsprechende Höhendifferenz dividiert, so sollte immer derselbe Gefällewert nämlich 3 Voltm herauskommen. Man findet, daß das nicht immer genau der Fall ist, namentlich nicht in der Mitte der Randpartien. Durch die Anwesenheit des der Höhe nach gestreckten Metallkörpers werden die Niveauflächen nach oben oder unten verschoben; sie laufen am Rande des Feldes zwar wieder eben aus, ihr gegenseitiger Abstand würde aber erst in sehr viel größerer Entfernung genau wieder demjenigen gleichkommen, den sie ohne Anwesenheit des störenden Körpers einnehmen müßten. Indessen ist auch die hierdurch bedingte Abweichung der Werte nur eine untergeordnete.

Tafel I (a. f. S.) stellt den Fall dar, daß das Modell ungeladen, aber wohl isoliert<sup>1)</sup> in dem Felde aufgestellt war. Dies entspricht dem Idealfalle, daß sich der Ballon mit seiner Umgebung völlig ins elektrische Gleichgewicht versetzt hat, aber keine Eigenladung mehr besitzt und nur durch Influenzwirkung oben negativ (bei normalem Gefälle) und unten positiv elektrisch geladen ist. Dieser Fall wird erst eintreten können, wenn der Ballon eine Zeitlang in einer Gleichgewichtslage gehalten wurde; diese Zeit kann abgekürzt werden durch die Wirkung geeigneter funktionierender Ausgleicher (vergl. w. u.). Ist dieser Grenzstand aber auch erreicht, so bleiben dennoch, wie man sieht, sehr merkliche Felddeformationen oberhalb und namentlich auch unterhalb des Ballons übrig. Am Ballon und seinem Netz- und Tauwerk bildet sich eine neutrale Zone aus, welche genau mit den angrenzenden Teilen des Feldes denselben Potentialwert hat, in der die Dichte der durch Influenz geweckten elektrischen Oberflächenschicht also gerade den Wert Null annimmt, von positiven Werten (unten) nach

<sup>1)</sup> Die gute Isolation der Paraffinstütze bzw. des Aufhängefadens spielte hierbei offenbar eine ganz besonders wichtige Rolle. Trotzdem die Isolation des Paraffins eine vorzügliche war, wurde zur Vorsicht vor Vermessung jeder einzelnen Vertikalen noch einmal Netz und Ballonmodell zur Erde abgeleitet und so der Anfangszustand jedesmal erst wieder hergestellt; dann erst erfolgte das Laden der oberen Platte Z. Auch hat man darauf zu achten, daß nicht etwa bei Bestimmung der nahe am Ballon liegenden Feldpunkte kleine Wassertropfen die Paraffinsäule hinabrinnen, welche dieselbe stark negativ elektrisieren würden. (Vergl. C. W. Lutz: Zeitschr. f. d. phys. und chem. Unterricht 20, 234, 1907.)



den negativen (oben) übergehend. Im Modell entspricht sie der eben bleibenden Niveaufläche von 97 Volt. Diese Niveaufläche  $+97$  tritt — einem bekannten Satze<sup>1)</sup> entsprechend — unter rechtem Winkel an die leitende Oberfläche des Ballons, welche einen Teil von ihr bildet, heran. Man erkennt, daß diese neutrale Zone etwa in der Höhe des Füllansatzes liegt; beim „Sohncke“ bildet sie sich 7,8 m unterhalb der Mitte der Ballonkugel aus, ca. 12 m über dem tiefsten Punkte der Ballongondel. Aus praktischen Gründen mißt man aber nicht in dieser Gegend, sondern in der Nähe, bei Potentialmessungen speziell, unterhalb der Gondel.



Hier aber werden die Niveauflächen, wiewohl der Ballon ladungsfrei ist, nicht unerheblich zusammengedrückt, ein hier gemessenes Gefälle  $\mathcal{G}'$  muß vergrößert erscheinen, so daß es mit einem Reduktionsfaktor  $R$  kleiner als 1 zu multiplizieren ist, um das wahre Gefälle  $\mathcal{G}$  zu ergeben. Dem Diagramm I entnimmt man beispielsweise zwischen den Niveauflächen 75 und 54 (d. h. 1,96 bis 5,18 m unterhalb des Korbbodens) den mittleren Wert  $R = 0,426$ ; zwischen den Flächen 54 und 33 (den Tiefen 5,18 und 9,30 m unter der Gondel entsprechend) erhält man den Wert  $R = 0,653$ . In noch größerer Entfernung nähert sich der Reduktionsfaktor  $R$  mehr und mehr der Einheit, der gemessene Wert  $\mathcal{G}'$  würde mit dem gesuchten wahren  $\mathcal{G}$  mehr und mehr übereinstimmen. Hat man also zwei Sondenpaare, welche, wie es bei unseren Messungen meist der Fall war, 1,30 m über dem Korbboden beginnen von rund 2,3 und 6,5 m Länge für das kürzere Paar, von 6,5 und 10,6 m Länge für das längere Paar, so würden die

<sup>1)</sup> Vergl. z. B. J. Cl. Maxwell, Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus, deutsch von B. Weinstein, I, § 115, 170, 1883.

Gefällewerte des ersten Paares mit 0,426 die des längeren mit 0,653 zu multiplizieren sein; im Mittel beträgt der Reduktionsfaktor 0,54, d. h. die Potentialgradienten selbst würden, trotzdem der Ballon seine Eigenladung völlig ausgeglichen hat, um fast 100 % zu groß gemessen werden.

Man ersieht hieraus, daß die Änderung des Gefälles infolge der Anwesenheit des Ballons immerhin noch relativ klein (nämlich im Verhältnis 43 : 65) sein kann, und doch die an den Messungen anzubringende Korrektur sehr groß ist. Wir heben dies hervor, um zu zeigen, daß man in der Tat bei der Anwendung zweier Kollektorpaare nach dem Börnstainschen Vorschlage auf eine geringe Eigenladung des Ballons schließen kann, wenn sich nur geringe Unterschiede des Gefälles zwischen beiden Paaren ergeben, und daß dennoch die gemessenen Werte sehr erheblich von der Wirklichkeit abweichen können.

Aus dem Diagramm kann man nun aber auch die Korrektur für jeden einzelnen Tiefenpunkt unter dem Gondelboden in der Mittelachse des Ganzen entnehmen; dazu verfährt man wie folgt: Man entnimmt dem Diagramm für die einzelnen in m umgerechneten Abstände, in denen die bezichneten Niveauflächen die Mittelachse schneiden, die Spannungswerte in Volt; man erhält so, wenn man die Abstände vom Korbboden mit  $h$ , die Spannungswerte mit  $V$  bezeichnet, aus Diagramm I:

$h = 0$	2	5,2	9,3	15,4	21,0 m
$V = 97$	75	54	33	20	0 Volt.

Diese Werte trägt man in Kurvenpapier ein und legt eine ausgeglichene Kurve hindurch, Fig. 4. Die Neigungen dieser Kurve gegen die vertikale  $h$ -Achse stellen offenbar die Gefällewerte  $\mathcal{G}$  für jeden einzelnen Punkt dar. So herrscht z. B. unmittelbar am Korbe ein Gefälle von 97 Volt pro 7,2 m, oder  $\mathcal{G} = 97/7,2 = 13,5$  Volt/m, d. h. wenn das Potential in gleicher Weise abfiel, wie an dieser Stelle, so würden die 97 Volt Spannung sich innerhalb 7,2 m auf den Wert 0 erniedrigt haben; denn die Tangente an die Kurve in diesem Endpunkte schneidet die vertikale Nullachse der Spannung in dem Punkte 7,2 m. Nun ist aber das Gefälle im ungestörten Felde  $\mathcal{G} = 3$  Volt/m, der Reduktionsfaktor  $R = \mathcal{G}/\mathcal{G}'$  wäre also an dieser Stelle:  $3/13,5 = 0,22$ . Das normale Gefälle  $\mathcal{G}$  wird offenbar durch die ausgezogene Gerade dargestellt, welche den Tiefenpunkt  $h = 21$  m, der in der geerdeten Platte P (Fig. 1)  $[V = 0]$  liegt, mit dem Potentialwert  $3 \times 21 = 63$  Volt der horizontalen Spannungsschse verbindet.

In dieser Weise erhält man für die anderen Durchschnittspunkte der Niveauflächen in den Tiefen  $h = 2; 5,2$  und  $9,3$  m, für welche in Fig. 4 die Tangenten gezeichnet sind, die Werte:  $\mathcal{G}' = 8,2; 5,2$  und  $3,9$  Volt/m, daher die Reduktionsfaktoren  $R = 0,37; 0,58$  und  $0,77$ .

Späteren Vergleiches halber seien noch für einige Zwischenwerte die an die Beobachtungen anzubringenden Korrekturen hier berechnet und zusammengestellt:

$h = 0$	1	2	4	6	8	10 m
$\mathcal{G}' = 13,5$	10,2	8,2	5,7	4,8	4,2	3,8
$R = 0,22$	0,29	0,37	0,53	0,63	0,72	0,79,

in welche, wie man leicht sieht, die vorhin herausgegriffenen Werte sehr gut hineinpassen.

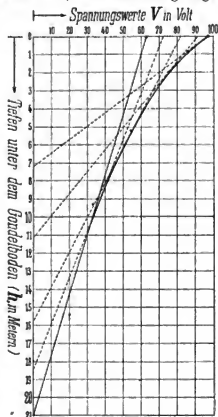


Fig. 4.

Wenn man annehmen kann, daß bei den Messungen sich die Ballonladungen tatsächlich ausgleichen hatten, so kann man daher das Diagramm dazu benutzen, um die Beobachtungen nachträglich zu reduzieren, und kann dadurch eventuell ältere Messungsreihen noch retten. Man zeichnet in das Diagramm, dem Maßstabe entsprechend, die Kollektorencenden ein und entnimmt der Figur 4 die Reduktionsfaktoren in der erwähnten Weise.

Freilich muß man dabei etwas vorsichtig sein. Ob man diese Reduktion tatsächlich vornehmen darf, hängt ja, wie mehrfach erwähnt, wesentlich davon ab, ob die dem Diagramme I zugrunde liegende Voraussetzung bei den Messungen zutrifft oder nicht, nämlich, daß der Ballon keine Eigenladung mehr besaß.

Die Tafeln II und III am Schlusse der Abhandlung zeigen die durchgreifenden Veränderungen, welche in dem ganzen Felde eintreten, sowie das Ballonmodell auch nur eine geringe Ladung erhält, im Falle der Tafel II entsprechend einer Potentialerhöhung auf + 20 Volt, im Falle III einer Potentialvertiefung auf - 20 Volt. Das Modell M (Fig. 2) war hierbei durch den horizontalen metallischen Träger  $tt$  mit dem einen Pole einer Akkumulatorenbatterie verbunden, deren anderer Pol an Erde lag. Der senkrecht zur Längsseite des Feldes hereinführende Leiter  $tt$  wird zwar die Niveauflächen in seiner Umgebung deformieren, doch reicht diese Deformation nicht bis zu unserer Längsschnittebene  $l, l_1$  heran. Dies wurde daran erkannt, daß sich für die linke Feldhälfte ganz das gleiche Bild ergab, gleichgültig, ob der Zuleitungsdraht quer durchs Feld lief, oder der Länge nach durch die rechte Feldhälfte hindurchgeführt wurde.

Die leitende Oberfläche des Ballons befindet sich in diesen Fällen im Spannungsgleichgewichte mit Niveauflächen, welche weit unterhalb derjenigen liegen, welche seinem mittleren Orte im ungestörten Felde entsprechen würde. Freilich ist bei der Übersetzung in die Wirklichkeit nicht zu vergessen, daß dort die leitende Verbindung, welche den Ballon an die genannten Niveauflächen anschließt unter Zwischenschaltung einer Anordnung, welche die Spannungssprünge dauernd aufrecht erhält, wie es im Modelle die Batterie tut, nicht existiert. Vielmehr stellen die beiden in den Diagrammen II und III dargestellten Feldanordnungen den Fall dar, daß der Ballon so rasch sich erhebt, daß die in der tieferen Gleichgewichtslage ausgebildeten Ladungen noch nicht Zeit hatten, sich gegen die Umgebung auszugleichen und den neuen in den höheren Schichten angetroffenen Spannungsverhältnissen im Felde anzupassen. Der Ballon zieht dann gewissermaßen tieferen Luftschichten angehörige Niveauflächen mit sich empor, dieselben, wie man sieht, nicht unerheblich deformierend.

Bei III schneidet die untere Platte, welche ja durch die hier angebrachte Erdleitung auf dem Potentiale 0 erhalten wird, die tieferen Feldpartien ab; in Wirklichkeit würde die unter der Platte liegende Niveaufläche - 20 Volt emporggezogen werden und schon die nächsten, - 19, - 18 usw. Volt entsprechenden Niveauflächen würden mit über den Ballon hinweggehoben werden. Ferner erkennt man leicht, daß in Wirklichkeit die Niveauflächen oberhalb des Ballons nicht so stark zusammengedrückt sein werden, wie hier, wo die dem Potentiale + 210 Volt entsprechende Fläche starr ist und daher nach oben hin nicht ausweichen kann.

Trotz dieser Abweichungen im einzelnen führen gerade die beiden Diagramme II und III recht eindrücklich vor Augen, wie man jedes Urteil über die Beziehung der unter der Gondel etwa gemessenen Potentialdifferenzen zu den im Luftmeere wirklich statthabenden verliert, wenn man über die eventuelle Eigenladung des Ballons nichts weiß.

Es war daher ein überaus glücklicher Gedanke, der zuerst bei den Göttinger luftelektrischen Fahrten konsequente Durchführung erfuhr,<sup>1)</sup> dem Ballon dauernd ein bestimmtes

<sup>1)</sup> Vergl. F. Linke, a. a. O. S. 22. H. Gerdien, Gött. Nachrichten 1904, Heft 4, S. 290 und 1905, Heft 3, S. 2; auch bei den neueren Münchner luftelektrischen Fahrten wurden „Ausgleicher“ verwendet.

Potential seiner näheren Umgebung aufzuzwingen, und den ganzen Ballonkörper selbst gewissermaßen als großen Kollektor zu behandeln. Dies geschieht dadurch, daß man an einer Stelle einen Wasserspritzkollektor dauernd in Betrieb erhält. Dadurch wird, falls der Ballon nicht zu rasche Vertikalbewegungen ausführt, und der Spritzkollektor genügend rasch ausgleichend wirkt, um eventuelle Ladungen zu zerstreuen, diese Stelle in das Potentialgleichgewicht mit einer bestimmten Niveaufläche versetzt. Es wird dies diejenige Niveaufläche sein, welche sich der ganzen Konfiguration der umgebenden leitenden Massen entsprechend nach derjenigen Stelle hinzieht, an welcher sich der aus dem Kollektor ausspritzende Wasserstrahl in einzelne Tröpfchen auflöst; denn auf dieser Ablösung geladener leitender Partikelchen beruht ja die ausgleichende Wirkung der Kollektoren, die demnach nicht „Summler“, sondern, besonders dann, wenn sie die hier erwähnte Funktion übernehmen, „Ausgleicher“ genannt werden sollen.<sup>1)</sup>

Mit der Anbringung eines solchen „Ausgleichers“ am Ballon tritt die Methodik der luftelektrischen Messungen im Freiballon in ein ganz neues Stadium, und es war nun von besonderem Interesse, den Verlauf der Niveaulinien in der Umgebung des Ballons auch für derartige Fälle zu studieren.

Nicht unerhebliche Schwierigkeiten waren hier zu überwinden, um an dem Ballonmodell dauernd einen solchen Spritzkollektor in Betrieb zu erhalten und doch Isolationsmängel hintanzuhalten.

Zunächst wurde die Messinghohlkugel, welche die Ballonkugel darstellte, so eingerichtet, daß ihre obere Hälfte abnehmbar war; die untere Hälfte erhielt einen Boden, durch den ein dünnes Messingröhrchen (mit seinem Ende etwas über den Boden hervorragend) eingelötet wurde, welches durch die Ballonhülle nach außen führte und hier in einer feinen Öffnung endete. Wurde der Raum der unteren Halbkugel über dem Boden mit Wasser gefüllt, so besaß das Wasser einen genügenden Druck, um als dünner Strahl, der sich alsbald zu feinen Tröpfchen auflöste, auszufließen (ohne sich an die Ausflußröhre kapillar anzuhängen). Da der Querschnitt des Wasserbehälters ein relativ großer war, wurde wenigstens während einer gewissen Zeit ein gleichförmiges Ausfließen erzielt. Indessen reichte der Wasservorrat in der Ballonkugel kaum zur Vermessung einer Vertikalen aus; denn bei längerem Betriebe änderte sich die Zerfallsstelle des Strahles mit der abnehmenden Druckhöhe und damit die Feldkonfiguration (wenigstens in der Nähe). Es wurde daher eine andere Anordnung getroffen, die aber, wie vergleichende Messungen zeigten, doch gleiche Bilder der Niveauflächen lieferte. War schon früher konstatiert worden, daß ein seitlich, horizontal aus dem Felde herauszogener metallischer Träger *tt* (Fig. 2) den Niveaulinienverlauf in der vertikalen Abbildungsebene  $1,1_1$  nicht stört (vergl. oben S. 187), so konnte jetzt dieser Träger auch ebensogut durch ein dünnes Metallrohr ersetzt werden. An einem außerhalb des Feldes auf Paraffin gut isoliert aufgestellten weiten Wassergefäße *W* (Fig. 2 oben) war diese lange horizontale Wasserzuleitungsröhre *t* befestigt, welche gleichzeitig das Ballonmodell *M* frei in der Mitte des Feldes schwebend erhielt. Bei dieser Anordnung fiel das lästige Nachfüllen weg, das Modell brauchte während der ganzen Vermessung nicht von der Stelle gerückt zu werden, und der Auflösungspunkt des Wasserstrahles erhielt sich dauernd in derselben Höhe.

Um etwaige Störungen durch die auf die geerdete untere Platte *P* (Fig. 1) auftreffenden

<sup>1)</sup> Man könnte vielleicht das Bedenken erheben, ob nicht durch das Zerstäuben eines solchen Wasserstrahles neue Störungen, etwa reibungs-elektrischer Art, wieder eingeführt würden. Bei direkten dahin zielenden Versuchen im Laboratorium konnten derartige Störungen nicht wahrgenommen werden; höchstens traten Spannungen im Betrage gewöhnlicher Kontaktpotentialdifferenzen, also im Betrage von Bruchteilen eines Volt auf, wie sie auch C. Nordmann (Compt. rend. 142, 626, 1906) für ähnliche Fälle konstatierte.

und hier zerspritzenden Wassertropfen zu verhüten, war auf dieser ein Tuch ausgebreitet; es ist bekannt, daß hierdurch der Zerspritzungseffekt (die Entstehung der sog. Wasserfallelektrizität in Folge des „Lenard-Effektes“, das „Splashing-Phänomen“) so gut wie vollkommen gedämpft wird.

Mit einem solchen Ballon mit Wasserspritzausgleicher im künstlichen Felde sind die Diagramme IV und V erhalten worden. In beiden bezeichnet das kleine Kreuz (+) links unterhalb des Ausflußröhrchens die Stelle, wo sich der bis dahin kohärente Wasserstrahl in Tropfen auflöste, wo also der Ausgleich stattfand.

In IV war die Anordnung so getroffen, daß diese Ausgleichsstelle genau in derjenigen Höhe lag, in der bei I, also bei ungeladenem Modell, die nicht deformierte, der neutralen Zone entsprechende Niveaufläche einlief. Diese entsprach dort dem Potential-Niveau von 97 Volt. Man sieht aber, daß beim Arbeiten mit Ausgleicher der Niveauflächenverlauf ein total anderer ist; die Niveaufläche 97 geht jetzt über die Ballonkugel hinweg; auch die tieferen Niveaus sind noch über den Ballon hinweggezogen; dementsprechend rücken die anderen Niveauflächen nach, und erst die Fläche mit + 77 Volt zieht sich in die Ausgleichsstelle hinein! Die Gesamtoberfläche des leitenden Ballons mit allen seinen leitend mit ihm verbundenen Teilen muß also zu einer Niveaufläche von der Potentialhöhe + 77 Volt werden. Es war von Wichtigkeit, diese Konsequenz direkt zu prüfen. Zu diesem Zwecke wurde bei aufgehängtem oder auf der Paraffinstule stehenden Modell ein Draht seitlich in der Richtung  $tt$  (Fig. 2) bis an das Modell horizontal herangeführt; außen wurde ein Hilfselektroskop (von kleiner Kapazität) angeschlossen. Nachdem der Ausgleicher eine Zeitlang funktioniert hatte, wurde schließlich immer die Spannung + 77 Volt von dem Elektroskope angezeigt. Noch bequemer ließ sich das Aufladen des Modells bei der zweitbesprochenen Anordnung verfolgen, bei der das Modell an der Wasserzuleitung  $tt$  von dem größeren, außerhalb des Feldes aufgestellten Wasserreservoir  $W$  getragen wurde. Dasselbe war direkt mit dem Elektroskope  $E_2$  verbunden. Hatte der Ausgleicher genügend lange Zeit gearbeitet, so daß sich ein dem Diagramm entsprechender Niveaulinienverlauf eingestellt hatte, so war auch immer das zu erwartende Potential von + 77 Volt auf dem, ein leitendes System bildenden Ganzen: „Ballon-Rohrleitung-Wasserreservoir-Elektroskopinneres“ erreicht.

Betrachtet man das Diagramm IV näher, so fällt auf, daß auch an der dem Ausgleicher gegenüberliegenden Stelle die Niveaufläche 77 heranrückt, und zwar fast ganz genau in der gleichen Höhe und mit der gleichen Biegung, wiederum senkrecht gegen die Leiteroberfläche (vergl. oben S. 192) einmündend (was durch direkte Messungen noch ganz besonders festgestellt wurde, vergl. die eingezeichneten Beobachtungspunkte rechts). Dadurch, daß man also nur an einer Seite ausgleicht, wird keine Ungleichheit eingeführt; wegen der allseitigen Symmetrie der Leiterteile um die Vertikalachse herum bleibt auch die Symmetrie der Niveauflächen erhalten, wir finden auch hier den Verlauf dieser Flächen durch Rotation der Diagrammlinien um die Mittelachse. Dies ist für die Theorie sehr wichtig, nicht minder für die Praxis, da sich zeigt, daß wir mit einem Ausgleicher ausreichen, wenn derselbe nur genügend intensiv arbeitet.

In der Umgebung des Ausgleichers gehen die Niveauflächen stark auseinander; das Feld ist hier geschwächt, es würden sich in dieser Region Werte für den Reduktionsfaktor  $R$  ergeben, die größer als 1 sind.

Vor allem interessiert natürlich die Flächen deformation unterhalb der Gondel, da ja dies das Gebiet ist, in dem wir unsere Messungen anzustellen pflegen. Hier werden die Niveauflächen stark zusammengedrückt, es werden zu große Gefälle vorgetauscht, der Reduktionsfaktor  $R$  muß kleiner als 1 sein. So ist er in der Tat z. B. zwischen den Flächen 75 und 54 (0,84 bzw. 2,24 m unter dem Korbboden) nur = 0,220; zwischen den Niveaus 54 und 33 (2,24

bzw. 6,94 m unterhalb der Gondel) ist  $R = 0,768$ , zwischen 33 und 20 (6,94 und 11,5 m) aber bereits = 0,954, die gestörte Feldintensität ist nur noch um ca. 5% kleiner als die wahre. Andererseits fällt aber auf, wie seitlich neben der Gondel die Niveauflächen stark emporgezogen sind infolge der Felddeformation, welche der Ausgleicher hervorruft. Die zu ihnen senkrecht stehenden Kraftlinien laufen hier auch schon in größerer Entfernung fast horizontal gegen den Korbrand heran.

Dieses Emporziehen bedingt ein Auflockern der Flächen, das sich auch in die tieferen Niveaus hinab erstreckt.

Vollkommen deutlich erkennt man dies freilich erst in dem Diagramm V, bei dem der Ausgleicher tiefer gesetzt und etwas oberhalb des Ringes angebracht war, genau 7 m oberhalb des Korbbodens. Außerdem war hier an das Ausflußröhrchen ein horizontales Stück angesetzt, um den Strahl wagrecht zu richten. In dieser Weise wird man auch in Wirklichkeit verfahren, um in der Gondel nicht durch das herabsprühende Wasser belastigt zu werden.

Auch hier kommt in die Lage der neutralen Zone keine Unsymmetrie hinein, unter sowie oberhalb derselben erweist sich ebenfalls alles als völlig symmetrisch. Das Modell setzt sich mit dem Niveau von +57 Volt in Spannungsgleichgewicht.

In diesem Diagramme V sieht man das Auflockern der Niveauflächen sehr deutlich, welches sich hier auch unter die Gondel hin fortsetzt. Hierdurch tritt nun der sehr merkwürdige und für die Praxis der Potentialmessungen überaus wichtige Fall ein, daß beim Hinabsteigen unterhalb der Gondel der Reduktionsfaktor  $R$  erst kleiner als 1 ist, dann aber größer als 1 wird.

In der Tat hat  $R$  zwischen dem Niveau 54 und 33 (0,42 und 5,4 m unter der Gondel) im Mittel den Wert 0,729; zwischen 33 und 20 (5,4 und 9,2 m) den Wert 0,891, zwischen der Niveaufläche 20 und der Platte P aber den Wert 1,47. Freilich würde dieser Wert bei weitem nicht so groß ausfallen, wenn nicht die Platte P das Feld hier unten begrenzte, sondern wenn Flächen tieferer Potentialniveaus nachrücken könnten. Trägt man auch hier die den Tiefenwerten  $h$  entsprechenden Potentialwerte  $V$ :

$h = 0$	0,42	5,4	9,3 m
$V = 57$	54	33	20 Volt

wieder in eine Kurve, Fig. 5, ein, genau so wie es mit den der Tafel I entnommenen Werten in Figur 4 geschehen ist, so erhält man eine Kurve, welche zuerst ein sehr starkes Gefälle zeigt, entsprechend dem sehr dichten Zusammendrängen der Niveauflächen unter der Gondel; so erhält man für die unmittelbare Umgebung derselben (vergl. die an den obersten Punkt der Kurve gelegte Tangente):

$$\mathcal{E}' = 57 \text{ Volt}/7,6 \text{ m} = 7,5 \text{ Volt/m} \text{ und daher } R = 0,40.$$

Rasch nimmt aber das Gefälle ab ( $R$  nähert sich der Einheit) und zwischen  $h = 8$  m und  $h = 10$  m wird es praktisch genau 3 Volt/m ( $R = 1$ ), d. h. gerade so groß wie im freien Felde. Weiter unten geht es sogar unter diesen Wert herab (Auflockern der Niveauflächen), so daß es etwa bei 15 m den Wert  $\mathcal{E}' = 2,8$  Volt/m, einem  $R = 1,07$  entsprechend annimmt.

Was den weiteren Verlauf dieser Kurve betrifft, so kann hier die Erwägung als Führer

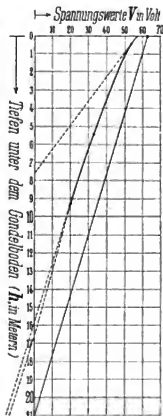


Fig. 5.

dienen, daß ja in größerer Entfernung, in der die Störungen durch den Ballon unmerklich werden, das normale Gefälle von 3 Volt/m wieder eintreten muß, daß die Kurve demnach eine Neigung annehmen wird, welche diesem Gefällewert entspricht; sie muß daher der den Tiefenpunkt 21 m mit dem Potentialwerte  $3 \times 21 = 63$  Volt verbindenden ausgezogenen Geraden parallel werden. Dies ist freilich, wie schon erwähnt, in unserem Modelle höchstens im untersten Punkte ( $h = 21$  m) möglich, in welchem wir ja die untere starre Begrenzungsfläche des Feldes durch die Erdleitung dauernd auf dem Potentialniveau Null erhalten. Würde diese Fläche nicht da sein, so müßte die Kurve etwa dem gestrichelten Verlaufe folgen; jedenfalls muß sie hier unten einen Wendepunkt aufweisen.

Für uns wichtig ist vor allen Dingen der Nachweis, daß hier das Vorhandensein einer Region angezeigt wird, in der  $R = 1$  ist, in der also das gemessene Gefälle  $\Theta'$  genau dem wahren  $\Theta$  des ungestörten Feldes gleichkommt. Wird das Feld verstärkt, so rücken die Niveauflächen enger zusammen, aber die bezeichnete Region behält ihre Lage relativ zum Ballon bei. In sie hinein müssen wir die potentialmessenden Apparate bringen.

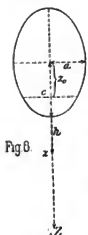


Fig. 6.

Die Lage dieser störungsfreien Region ändert sich mit der Höhe des Ausgleichers. Für eine gegebene Ballonform und für eine gegebene Lage des Ausgleichers ist sie aber eindeutig bestimmt für alle Gefällewerte.

Gerade das letztere ist überraschend, und es ist daher von Interesse, nachzusehen, ob ähnliches auch von der Theorie, wie sie für gestreckte Ellipsoide im homogenen Felde entwickelt worden ist, angezeigt wird.

Vergleich mit der Theorie. — Ein verlängertes leitendes Rotationsellipsoid, Fig. 6, mit der horizontalen kleinen Halbachse  $a$  und der vertikalen großen Halbachse  $c$ , also der Exzentrizität  $e = \sqrt{c^2 - a^2}$  werde in ein homogenes elektrisches Feld gebracht, dessen Feldkraft (Potentialgefälle)  $\Theta$  vertikal nach unten (positive  $z$ -Richtung) gerichtet sei. Alsdann herrscht in der Entfernung  $z$  ( $z > c$ ) vom Ellipsoidmittelpunkte auf der vertikalen Mittel- (und Symmetrie-) Achse eine gestörte Feldkraft  $\Theta'$ , welche nach Benndorf (B. S. 428) den Wert besitzt:

$$\Theta' = \Theta + \frac{\Theta}{1e^2} \left( \frac{2z}{z^2 - e^2} - \frac{1}{e} \cdot \log \frac{z + e}{z - e} \right) + \frac{E}{z^2 - e^2},$$

wo  $1$  eine Konstante:

$$1 = -\frac{2}{e^2 c} + \frac{1}{e^2} \log \frac{c + e}{c - e}$$

und  $E$  die Eigenladung des Ellipsoids ist.

Man sieht, daß dieser Ausdruck so lange völlig unbestimmt ist, als über diese Ladung  $E$  nichts Näheres bekannt ist, ganz in Übereinstimmung mit den oben S. 194 im Anschlusse an die Diskussion der Diagramme II und III angestellten Betrachtungen.

Bringt man aber in einer Entfernung  $z_0$  ( $0 < z_0 < c$ ) unterhalb der Ellipsoidmitte einen „Ausgleicher“ von genügender Wirksamkeit an der Außenseite des ellipsoidischen Leiters an, so wird hier die Ladung allmählich völlig ausgeglichen, so daß an dieser Stelle keine Potentialunterschiede gegenüber der Umgebung mehr bestehen, es wird hier also eine Zone von der Ladungsdichte Null geschaffen. Alsdann ist das Störungsproblem lösbar. Es wird nämlich:

$$\Theta' = \Theta \left[ 1 + \frac{1}{1} \left( \frac{1}{c^2} \cdot \frac{2z}{z^2 - e^2} - \frac{1}{e} \cdot \log \frac{z + e}{z - e} - \frac{2z_0}{c^2(z^2 - e^2)} \right) \right].$$

Benndorf führt nun als sog. Störungskoeffizienten  $\mu$  den Quotienten  $(\Theta' - \Theta)/\Theta$  ein, so daß

$$\mu = \frac{1}{1'} \left( \frac{1}{c^2} \cdot \frac{2z}{z^2 - e^2} - \frac{1}{e^2} \cdot \log \frac{z+e}{z-e} - \frac{2z_0}{c^2(z^2 - e^2)} \right)$$

wird. Dieser Koeffizient steht mit dem hier eingeführten Reduktionsfaktor R (bei Bennendorf mit F bezeichnet) augenscheinlich in dem Zusammenhange

$$R = \frac{1}{1 + \mu},$$

wofür man bei kleinen Werten von  $\mu$  auch setzen kann:

$$R = 1 - \mu.$$

Drückt man die Entfernung  $z_0$  als Bruchteil  $\epsilon$  der langen Halbachse  $c$  aus, so daß  $z_0/c = \epsilon$  gesetzt wird ( $0 < \epsilon \leq 1$ ), so nimmt  $\mu$  den Wert an:

$$\mu = \frac{\frac{2zc\epsilon - 2\epsilon e^2}{c(z^2 - e^2)} - \log \frac{z+e}{z-e}}{-\frac{2\epsilon}{c} + \log \frac{c+e}{c-e}}$$

Bennendorf hat nun für einen bestimmten Fall, nämlich für  $e = 9$  m,  $c = 12$  m, also  $a = 7,93$  m für verschiedene Werte des echten Bruches  $\epsilon$  die Größe der Störung  $\mu$  für verschiedene Tiefen  $h = (z - c)$  unter dem tiefsten Punkte des Ellipsoides berechnet und in einer Tabelle (S. 431) zusammengestellt. Aus dieser sowie aus der beigefügten graphischen Darstellung (S. 430) ersieht man nun sehr deutlich die Wirkung des „Ausgleichers“. Ist derselbe sehr hoch angebracht ( $z_0$  und  $\epsilon$  klein), so wird im Beobachtungsfelde unterhalb des Ellipsoides  $\mu$  positiv, d. h. R kleiner als 1, und zwar um bedeutende Beträge von 0 bei  $\mu$  und von 1 bei R abweichend in der Nähe des störenden Körpers: die Niveauflächen sind stark zusammengedrängt, man würde namentlich in der Nähe des Ellipsoides viel zu große Gefälle messen.

Wird der Ausgleicher tiefer angebracht ( $z_0$  und  $\epsilon$  größer), so werden die Störungen geringer, und hier tritt nun ebenfalls die überraschende Erscheinung auf, daß  $\mu$  durch Null hindurchgehend negative Werte annimmt, d. h. daß der Reduktionsfaktor R größer als 1 werden kann, d. h. daß eine Auflockerung der Niveauflächen auftritt, daß die gestörte Feldintensität  $\mathcal{G}'$  geringer als die ursprüngliche wird. Ist in dem angeführten Beispiele der Ausgleicher in einer Zone tätig, welche 4,8 m unter der Ellipsoidmitte liegt ( $\epsilon = 0,4$ ), so ist  $\mu$  positiv in dem Bereiche bis  $h = 8,6$  m hinunter und wird von da an negativ, so daß bei  $h = 8,6$  m eine Region liegt, in der keine Störung mehr bemerklich,  $\mathcal{G}' = \mathcal{G}$  ist.

Das merkwürdige Resultat unserer Diagrammausmessungen S. 198 wird also durch die Theorie bestätigt: Man kennt die Ballonladung nicht, weiß nicht, auf welches Potential der Ballon durch den Ausgleicher geladen wird, und kann dennoch den Reduktionsfaktor R für eine bestimmte Region genau angeben, ja kann sogar eine Region bezeichnen, für welche eine Reduktion überhaupt nicht mehr nötig ist.

Unser Kurvenmaterial setzt uns aber weiter noch beim Vergleiche mit der Theorie in den Stand, dasjenige Ellipsoid ausfindig zu machen, welches in bezug auf die Reduktion R unterhalb der Ballongondel einem gegebenen Ballon am nächsten kommt.

Knüpfen wir zunächst an den Fall an, daß ohne Ausgleicher gearbeitet wird, daß sich aber der Ballon mit der Umgebung in das elektrische Gleichgewicht versetzt hat, also den Fall, der durch das Diagramm I dargestellt wird! Ein Ellipsoid würde im homogenen Felde unter diesen Umständen gerade in der Mitte die neutrale Zone annehmen; für diesen Fall wäre also  $z_0 = 0$ . Soll der Ballon demnach durch ein verlängertes Rotationsellipsoid ersetzt werden, so muß dessen Mittelpunkt gerade in diese Zone versetzt werden. Wie schon oben S. 192 erwähnt wurde, bleiben dann im vorliegenden Falle noch ca. 12 m bis zu dem



tiefsten Punkte des Ballonkörpers, bis zum Korbboden übrig. Es ist also  $c = 12$  m zu setzen. Sucht man ferner dasjenige Ellipsoid, welches bei dieser Lage und großen Halbachse  $c$  die Ballonkugel gerade noch mit umhüllt, so findet man ziemlich genau  $a = 8$  m, also ein Halbachsenverhältnis  $a/c = 2/3$  und eine Exzentrizität  $e$  ungefähr gleich 9 m. Ein solches Ellipsoid ist in Fig. 6 dargestellt; gerade dieses Ellipsoid hat aber schon Schiötz (a. a. O. S. 9), später Linke (a. a. O. S. 18) und Benndorf (B. S. 429) ihren numerischen Rechnungen zu Grunde gelegt; durch unsere Messungen wird also gerade diese Annahme nachträglich noch verifiziert für Kugelballons von 1300 m<sup>3</sup> (Linke) bis 1700 m<sup>3</sup> Inhalt (Le Cadet, für dessen Ballon Schiötz die Rechnung durchführt); der Sohcncke mit 1440 m<sup>3</sup> steht dazwischen.

Hiernach kann man nun aber auch z. B. die von Benndorf ermittelten Reduktionsfaktoren mit großer Annäherung für derartige Ballons in Anwendung bringen. Für den vorliegenden Fall sind die Werte für  $\mu$  aus der ersten Zeile der Benndorfschen Tabelle (für  $z_0 = 0$ ,  $\epsilon = 0$ ) oder der entsprechenden Kurve für  $z_0 = 0$  zu entnehmen. Mit Rücksicht darauf, daß nach S. 199:  $R = 1/(1 + \mu)$  ist, findet man für die ersten 10 m die folgenden Reduktionswerte nach Benndorf, unter welche wir in Klammern die von uns auf Grund der Tafel I und der Fig. 4 in der oben S. 193 angegebenen Weise ermittelten Werte von  $R$  setzen:

$h$	0	1	2	4	6	8	10	m
$\mu$	3,27	2,14	1,49	0,84	0,53	0,36	0,26	
$R$	0,23	0,32	0,40	0,54	0,65	0,74	0,79	
(R)	(0,22)	(0,29)	(0,37)	(0,53)	(0,63)	(0,72)	(0,79)	

Man sieht, daß die Übereinstimmung überraschend gut ist.

Gehen wir zu dem Fall über, daß mit Ausgleicher gearbeitet wird, so ist in Diagramm V gerade der Fall zur Darstellung gebracht, den Benndorf (B. S. 432) als den für einen Ballon von 24 m Gesamthöhe ( $c = 12$  m) und 16 m Durchmesser ( $a = 8$  m) am geeignetsten empfiehlt, nämlich jener, bei dem der Ausgleicher 7 m über dem tiefsten Punkte der Gondel liegt; er sagt darüber: „es wird dann zwischen  $h = 8$  m und  $h = 10$  m  $\mu = 0$  und zwischen  $h = 10$  m und  $h = 20$  m  $\mu = -0,08$  bis  $-0,04$ “. Dies ist aber nun gerade das, was oben S. 197 bei der Diskussion dieses Diagrammes bereits hervorgehoben wurde.

Zunächst ist nämlich das scheinbare Gefälle  $\theta'$  sehr groß; nach der Benndorfschen Tabelle ist für  $h = 0$  der Wert von  $\mu$  für unseren Fall ( $z_0 = 12 - 7 = 5$  m) gleich 1,50, woraus ein  $R = 0,40$  folgt, derselbe Wert, der sich aus der das Diagramm V begleitenden Kurve, Fig. 5, abgreifen läßt.

Zwischen  $h = 8$  m und  $h = 10$  m geht  $\mu$  durch 0 hindurch,  $R$  wird gleich 1; den von Benndorf angegebenen Werten  $\mu = -0,08$  bis  $\mu = -0,04$  entspricht ein  $R$  zwischen 1,09 und 1,04; wir konnten oben mit genügender Sicherheit etwa  $R = 1,07$  interpolieren. Tiefer unten ist auch in der Benndorfschen Zahlenreihe der Wendepunkt angezeigt; schließlich wird der Störungskoeffizient  $\mu$  sehr klein, das ungestörte Feld und das normale Gefälle setzt wieder ein.

Die Übereinstimmung ist also so gut, als man es überhaupt nur erwarten kann; insbesondere kann hiernach die Existenz, Lage und der Bereich der störungsfreien Region auch beim Kugelballon mit seinem Netz, Tauwerk und der Gondel als gesichert angesehen werden.

Folgerungen für die Praxis luftelektrischer Messungen. — Durch die vorhergehenden Betrachtungen ist die Beschaffenheit des elektrischen Feldes in der Umgebung eines Freiballons genauer festgestellt worden. Die Folgerungen, welche sich daraus in bezug auf die Potentialmessungen ziehen lassen, sind bereits des Näheren erörtert worden. Es fragt sich nun noch, wie die anderen luftelektrischen Elemente durch die unvermeidlichen Feldefor-

mationen beeinflußt werden. Hier interessiert namentlich die Frage nach der Ionenführung in der unmittelbaren Umgebung des Ballons, vor allem in derjenigen der Gondel.

Seither haben im Freiballon die folgenden Größen den Gegenstand ausgedehnter Messungsreihen gebildet:

1. die luftelektrische Zerstreung;
2. die Zahl der freien Ionen in der Raumeinheit oder die Ionendichte;
3. die elektrische Leitfähigkeit.

Aus Leitfähigkeit und Potentialgefälle wurde die Intensität des vertikalen Ionenstromes von H. Gerdien berechnet.<sup>1)</sup>

Es war von vornherein zu erwarten, daß alle diese Größen ebenso wie die Gefällewerte durch die Anwesenheit des Ballonkörpers mehr oder weniger gestört werden, selbst für den Fall, daß man für einen Ausgleich allenfallsiger Eigenladungen des Ballons gesorgt hatte, dieser also nur der Influenzwirkung von seiten des Erdfeldes ausgesetzt war.

Was zunächst die Zerstreungsmessungen betrifft, so ist man sich darüber klar geworden,<sup>2)</sup> daß man hier leider Werte erhält, die in nicht genau angebarbarer Weise mit den den elektrischen Zustand der Umgebung definierenden Bestimmungsstücken zusammenhängen. Dies gilt besonders von Messungen im Freiballon mit dem Elster-Geitel'schen Apparate in der ursprünglichen Form, worauf schon früher hingewiesen worden ist.<sup>3)</sup>

Man ist daher dazu übergegangen bei den Bestimmungen 2) und 3) bestimmte Luftvolumina zu aspirieren; man kann dann die bezeichneten Größen auch in absolutem Maße bestimmen.

Was die Ionisierung der Atmosphäre im allgemeinen betrifft, so kann es heute wohl keinem Zweifel mehr unterliegen, daß auch in den höheren Schichten des Luftmeeres sich fortwährend Ionen neu bilden durch die Wirksamkeit derselben Agentien, welche die Ionisierung der Luft auch in der Nähe des Erdbodens im wesentlichen zu unterhalten vermögen: der gasförmigen radioaktiven Emanationen, namentlich derjenigen des Radiums. Verschiedene bei einer der letzten Münchner Fahrten aus der Höhe mitgenommene Luftproben zeigten sogar quantitativ einen Emanationsgehalt der höheren Schichten, welcher der Größenordnung nach nicht wesentlich von demjenigen der unteren Schichten abwich. Durch das Zirkulationssystem der Atmosphäre und durch Diffusion wird die in der Hauptsache den Erdkapillaren entsteigende Emanation auch den oberen Schichten zugeführt.<sup>4)</sup>

In 1 sec mögen in der Region, welche der Ballon einnimmt,  $q$  Ionen pro  $\text{cm}^3$  gebildet werden. Die vorhandenen Ionen verschwinden einerseits durch Wiedervereinigung; die hierdurch bedingte Verminderung der Ionenzahl ist  $- \frac{+}{+} a n$ , wo  $a$  der Koeffizient der Wiedervereinigung,  $n$  die Anzahl der positiven,  $\bar{n}$  diejenige der negativen Ionen pro  $\text{cm}^3$  (die Ionen-

<sup>1)</sup> H. Gerdien, Nachr. d. Göttinger Ges. d. Wiss. math.-phys. Kl. 1903 Heft 6 und 1904 Heft 4 und in der Arbeit: Messungen der Dichte des vertikalen elektrischen Leitungstromes in der freien Atmosphäre bei der Ballonfahrt vom 11. V. 1905. 1905, Heft 3, 1.

<sup>2)</sup> Vergl. vor allem: H. Schering, Der Elster-Geitel'sche Zerstreungsapparat und ein Versuch quantitativer absoluter Zerstreungsmessung. Inaug.-Diss. Göttingen, 1904; und Ann. d. Phys. (4), 20, 174, 1906.

<sup>3)</sup> Vergl. H. Ebert, Messungen der elektrischen Zerstreung im Freiballon, Sitz.-Ber. der Münchner Akad. d. Wiss. mathem.-phys. Kl. 30, Heft 3, 511, 1900 und 31, Heft 1, 35, 1901; z. B. kann aus den bei der dritten Fahrt erhaltenen abnorm hohen Werten der Zerstreungskoeffizienten noch kein Schluß in bezug auf den Ionengehalt oder die Größe der Leitfähigkeit der durchfahrenen Luftschichten gezogen werden.

<sup>4)</sup> Unter den „höheren Schichten“ der Atmosphäre sind hier diejenigen verstanden, welche noch vermittels bemannter Ballons der Erforschung zugänglich sind. Es ist natürlich nicht ausgeschlossen, daß in den höchsten Schichten des Luftmeeres, in denen sich etwa die Polarlichtphänomene abspielen, noch andere „Ionisatoren“ wirksam sind, etwa ultraviolettes Sonnenlicht.

dichte) ist. Andererseits wird wenigstens die Beweglichkeit vieler Ionen durch Adsorption an Staubkernen, Nebeltröpfchen oder Niederschlagsprodukten so stark herabgesetzt, daß ihr Anteil an dem durch Wanderung von Ionen übermittelten Elektrizitätsaustausch ganz zurücktritt gegenüber den durch die „freien Ionen“ übertragenen Mengen. Bedenkt man, daß in der Nähe der Erdoberfläche im Mittel rund 1000 Ionen pro  $\text{cm}^3$ , aber selbst bei reiner Luft oft 20000 bis 60000 Staubkerne, die mit dem Aitkenschen Staubzähler nachgewiesen werden, vorhanden sind, so erkennt man, daß diese Wirkung der „Ionenadsorption“ eine ganz bedeutende Rolle spielen muß.<sup>1)</sup> Daß Wassertropfen durch vorwiegende Adsorption der negativen Ionen nicht unbeträchtliche Ladungen aus einem ionisierten Gasraume entführen können, hat A. Schmauß<sup>2)</sup> nachgewiesen. In der viel reineren, staubfreieren Luft der höheren Regionen kann möglicherweise dieser Einfluß der Adsorption zurücktreten, derjenige der Wiedervereinigung überwiegen, namentlich auch infolge der dort oben wahrscheinlich viel größeren Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen. Indessen pflegt sich in der Umgebung des Ballons selbst immer eine staubreichere Luftschicht aus naheliegenden Gründen auszubilden; ganz unkontrollierbare Verhältnisse erhält man, wenn nach Auswerfen von Ballast sand der Beobachter sich in einer Sandstaubwolke befindet. Abgesehen von derartigen Störungen würde bei Eintritt eines stationären Zustandes sein:

$$q - an\dot{n} = 0 \text{ oder } q = an\dot{n} \dots \dots \dots (3).$$

In der freien Atmosphäre tritt nun hierzu ein regelmäßiger Ionenstrom, der dadurch bedingt ist, daß die positiven Ionen im Sinne des Gefalles, also bei normalen luftelektrischen Verhältnissen nach unten, die negativen Ionen gegen die Gefallerichtung, also nach oben wandern. Die pro Flächeneinheit einer Niveaufläche in 1 sec hindurchtretende Elektrizitätsmenge, die Stromdichte, ist für die + bzw. - Ionen gleich:

$$\overset{+}{j} = \epsilon \cdot n \cdot u \text{ und } \overset{-}{j} = -\epsilon \cdot \bar{n} \cdot \bar{v} \dots \dots \dots (4),$$

wo  $\epsilon$  die Ionenladung,  $u$  die spezifische Wanderungsgeschwindigkeit der + Ionen,  $v$  diejenige der - Ionen bezeichnet; der Gesamtstrom ist dann:  $i = \overset{+}{j} - \overset{-}{j}$ .

Es fragt sich nun, wie diese Ionenströmungen infolge der Störungen abgeändert werden, welche der Ballonkörper in das homogene Erdfeld hineinbringt. Die Ausdrücke (4) für die Stromanteile  $\overset{+}{j}$  und  $\overset{-}{j}$  gelten ganz allgemein, auch für gekrümmte Flächen. Betrachtet man die Diagramme IV oder V, so erkennt man daher sofort, daß ein Auswandern der + Ionen aus der Umgebung der Ballongondel, und ein Zusammenströmen von - Ionen gegen diese hin stattfinden muß.

Wie groß ist nun die hierdurch bedingte Ionenkonzentration? Das Problem ist scheinbar ein sehr einfaches, da ja die Ionen überall der Richtung der durch ihren Ort hindurchgehenden Kraftlinie folgen, und wir annehmen können, daß die spezifischen Wanderungsgeschwindigkeiten  $u$  und  $v$  für Luft von bestimmter Dichte und Temperatur konstante Größen sind. Denken wir uns also einen vertikalen ringförmigen Flächenstreifen rings um den oberen Rand der Gondel in derjenigen Höhe, in welcher wir die Aspiration vornehmen, markiert, so werden die - Ionen in der Richtung der Kraftlinien von allen Seiten her in diesen einströmen, die + Ionen in denselben Richtungen wegwandern. Die Flächengröße dieser Zone  $w$  (durch den angehängten Strich soll, wie vorher, der Wert einer Größe in der Umgebung des Ballons, durch

<sup>1)</sup> Vergl. H. Ebert, Über die Adsorption der Gasionen und ihre Bedeutung für die Luftelektrizität. Joh. Stark's Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik, 3, Heft 1, 61, 1906.

<sup>2)</sup> A. Schmauß, Aufnahme negativer Elektrizität durch fallende Wassertropfen, Ann. d. Phys. (4), 9, 224, 1902.

dieselbe Größe ohne Strich ihr Wert in dem ungestörten Erdfelde bezeichnet werden) wird aus ihrer Breite  $b$  und dem Abstände  $r$  von der Korbmittle zu  $w' = b \cdot 2\pi r$  erhalten. Bezeichnet man in dem Diagramme, welches das Feld für den betreffenden Ballon wiedergibt, durch zwei neben dem oberen Gondelrande links und rechts gezeichnete vertikale Striche von entsprechender Höhe diese Zone, aus der die Ionen aspiriert werden, und zieht man die durch die Endpunkte dieser Striche gehenden Kraftlinien senkrecht zu den aufeinanderfolgenden Niveauflächen hindurch nach beiden Seiten hin in das Diagramm ein, so erhält man bei Rotation der ganzen Figur um die Mittelsymmetrieaxe einen von Kraftlinien ummantelten glockenförmigen Raum (eine sog. „Krafröhre“), in welchem sich die nach dem Untersuchungsgebiete hinwandernden — Ionen entlang bewegen. Die im ungestörten Felde liegende Endfläche hat die Flächengröße  $w = \pi (r_2^2 - r_1^2)$ , wenn  $r_2$  die äußere,  $r_1$  der innere Radius dieser ringförmigen Endfläche ist.

Würde unterwegs keine Wiedervereinigung stattfinden, und würden nicht in der Krafröhre selbst neue Ionen immer wieder erzeugt, so würde in der Zeiteinheit durch alle Querschnitte der Krafröhre dieselbe Elektrizitätsmenge fließen, es müßte also:

$$\uparrow w = \uparrow w' \text{ oder } \uparrow j = \uparrow \frac{w}{w'} \text{ und } \downarrow w = \downarrow w' \text{ oder } \downarrow j = \downarrow \frac{w}{w'} \dots (5)$$

sein; die Stromdichten würden sich umgekehrt wie die Krafröhrenquerschnitte ändern.

Wenn man ferner annimmt, daß im freien Felde überall gleichviel + und — Ionen vorhanden sind, und der Verlauf der Niveauflächen, und damit die Größe und Richtung der Feldkräfte  $\mathcal{G}$  und  $\mathcal{G}'$  nicht wesentlich durch das Vorhandensein und die Konzentrationsänderungen der Ionen beeinflußt wird — eine Annahme, zu der man sich bei den hier in Betracht kommenden geringen Ionendichten berechtigt halten könnte —, so ist nach einem bekannten Satze der Potentialtheorie (dem sog. „Kraftflußtheorem“):

$$\mathcal{G} w = \mathcal{G}' w' \text{ und } \mathcal{G}' = \mathcal{G} \left( \frac{w}{w'} \right) \dots \dots \dots (6)$$

also auch die Feldkräfte ändern sich umgekehrt wie die Querschnitte derselben Krafröhre.

Die pro Zeiteinheit durch die Flächeneinheit am Ballonkorbe herankommende Elektrizitätsmenge, die Stromdichte für die — Ionen, wäre daher gemäß (4), (6) und (5):

$$\downarrow j = -\epsilon \cdot \bar{n}' \cdot v \mathcal{G}' = -\epsilon \cdot \bar{n}' \cdot v \mathcal{G} \left( \frac{w}{w'} \right) = \downarrow j \left( \frac{w}{w'} \right) \dots \dots \dots (7)$$

Es ist aber nach (4) und (7)

$$\downarrow j = -\epsilon \cdot \bar{n} \cdot v \mathcal{G} = -\epsilon \cdot \bar{n}' \cdot v \mathcal{G}, \text{ d. h. } \bar{n} = \bar{n}' \dots \dots \dots (8)$$

die Ionendichte bliebe für die ganze Krafröhre konstant. Das gleiche gilt für die positiven Ionen. Unter den genannten Voraussetzungen würde also die Ionenföhrung durch die Anwesenheit des Ballons nicht gestört.

Leider treffen aber diese Annahmen in Wirklichkeit nicht zu, wie eine genauere Betrachtung ergibt. Denn einmal ist die Zahl der + und — Ionen pro  $\text{cm}^3$  tatsächlich im allgemeinen nirgends die gleiche; gerade der Überschuß der einen Ionenart (der + Ionen) über die andere scheint eine besondere Rolle in dem elektrischen Haushalte des Systems Erd-Luftmeer zu spielen. Bei luftelektrischen Messungen im Freiballon wird es besonders darauf ankommen, festzustellen, wie sich dieser Überschuß ( $\bar{n}^+ - \bar{n}^-$ ) in den höheren Schichten gestaltet. In diesem Falle gilt aber auch das Krafröhrentheorem (6) nicht mehr, sondern es tritt hier die Poisson'sche Gleichung an seine Stelle.

Außerdem darf bei derartigen Konzentrationsunterschieden der Ionen die Diffusion nicht mehr unberücksichtigt bleiben. Versucht man, allen diesen Umständen in dem durch den Ballon gestörten Felde geeignet Rechnung zu tragen, so stößt man auf ein ziemlich kompli-

ziertes Problem. Es wäre bereits jetzt lösbar mit einer Annäherung, welche ausreichend erscheint, um auch die Beobachtungen der anderen, oben genannten luftelektrischen Elemente reduzieren zu können, wenn über die in das Problem eingehenden Konstanten des Ionisierungsprozesses selbst für die höheren Luftschichten etwas näheres bekannt wäre. Vor allem fehlt noch die Kenntnis des Koeffizienten  $\alpha$  der Wiedervereinigung (Gleichung 3) in diesen Schichten vollständig. Mittels einer von A. Schuster<sup>1)</sup> am Ebertschen Aspirationsapparate angebrachten Erweiterung wird es ermöglicht, auch diese Größe für den freien Luftraum für die verschiedenen meteorologischen Bedingungen festzustellen. Dahinzielende Versuche sind in München im Gange; dieselben haben auch insofern Bedeutung, als aus  $\bar{n}$ ,  $\bar{n}$  und  $\alpha$  nach Gleichung 3 auf die Bildungsgeschwindigkeit  $q$  der Ionen und damit auf die Wirksamkeit der ionisierenden Agentien in den höheren Schichten des Luftmeeres geschlossen werden kann. —

Vorläufig begnügen wir uns daher damit, das Ergebnis unserer Untersuchungen für die Potentialmessungen in die folgenden Leitsätze zusammenzufassen:

Sollen in einem Freiballon einwandfreie luftelektrische Potentialmessungen angestellt werden, so sind die folgenden Bedingungen zu erfüllen:

1. Das Schleppseil ist während der ganzen Dauer der Messungen hoch zu nehmen und erst auszulegen, sowie diese Messungen abgebrochen sind und zur Landung übergegangen werden soll.

2. Statt des üblichen Sandballastes ist nach Möglichkeit mit Wasserballast zu arbeiten.

3. Ca. 7 m über dem Korbboden ist dauernd ein Zerstäuber in Tätigkeit zu erhalten, welcher mit Wasser unter höherem Drucke gespeist wird; ein mäßiger Alkoholzusatz wird die Gefahr des Einfrierens hintanhalten.

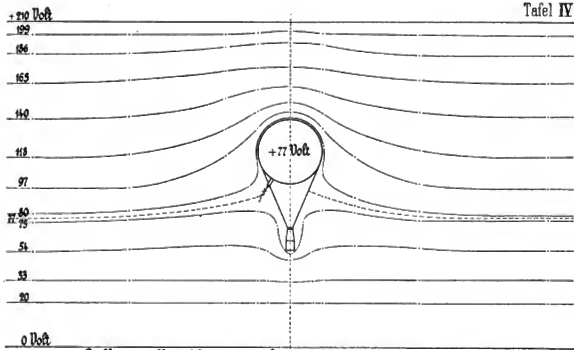
4. Ist man in eine andere Gleichgewichtslage übergegangen, so muß man einige Zeit warten, bis der Zerstäuber genügend ausgleichend hat wirken können; erst dann kann man hoffen einwandfreie Messungen zu erhalten.

5. Die beiden das Gefälle messenden Kollektoren sind bei Kugelballons mittlerer Dimensionen in 8 und 10 m unter dem Korbboden auszuhängen.

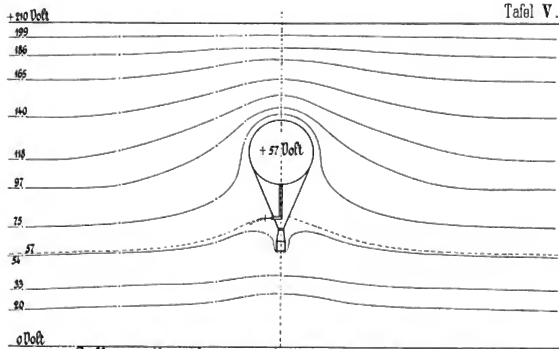
Die so erhaltenen Gefällewerte bedürfen dann keiner Korrektion mehr, sondern stellen das wahre, durch die Anwesenheit des Ballons nicht mehr gestörte luftelektrische Potentialgefälle dar.

<sup>1)</sup> A. Schuster, On the Rate at which Ions are generated in the Atmosphere. Mem. and Proceed. of the Manchester Literary and Philosoph. Soc. 48, II. Nr 12, 1904; vergl. auch H. Mache und Fr. Rimmer, Über die in der Atmosphäre enthaltenen Zerfallsprodukte des Radiums. Phys. Zschr. 7, Nr. 18, 617, 1906.

München, Februar 1908.



Ballonmodell mit Wasserdampftäuber; (bei + Ausfüllungsorte des Wasserdampfes).



Ballonmodell mit Wasserdampftäuber (bei + Ausfüllungsorte des Wasserdampfes).

40 50 60 70 m

1:785.

# Über die Feuchtigkeitsverhältnisse der oberen Inversion.

Von

E. KLEINSCHMIDT.

Über die Feuchtigkeitsverhältnisse in den oberen Inversionen wissen wir bisher so gut wie nichts. Der Grund liegt in der enorm großen Trägheit des Haarhygrometers bei Temperaturen unter  $-40^{\circ}$ . Manchmal jedoch scheinen die Verhältnisse so günstig, daß wir ein Resultat erhalten. Auf einen solchen Fall wies ich in einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> hin, und zwar war es der Registrierballonaufstieg zu Straßburg vom 1. März 1906<sup>2)</sup>, bei dem sich in der oberen Inversion eine Bewegung der Hygrometerschreibfeder zeigte, die nicht durch Temperatureinflüsse allein, sondern nur durch zunehmende Trockenheit zu erklären war.

Inzwischen sind noch im Jahre 1907 in Straßburg einige Aufstiege hinzugekommen, die ebenfalls eine deutliche Zunahme der Trockenheit anzeigen. Es sind dies diejenigen vom 11. April, 26. Juli und 3. Oktober. Von den Resultaten des letztgenannten gibt nachstehende Tabelle einen Auszug.

3. Oktober 1907.

Nr.	Zeit min.	Seehöhe rund m	Temp. °C	RF %	Bemerkungen
1	8	2 000	0°	91	} nahe konstant. } nahe konstant. Zwischen } Nr. 4 und 5 Beginn der In- } version; Minimum $-60^{\circ}$ . } Zwischen 6 und 7 größte } Höhe. } Min. Ende d. Inv.
2	22	4 500	-11	91	
3	38	7 000	-44	67	
4	46	11 000	-59	68	
5	48	11 500	-56	66	
6	50	12 000	-52	57	
7	64	12 000	-51	36	
8	67	11 000	-58	35	
9	70	9 000	-47	45	
10	72	7 500	-34	59	
11	74	6 000	-21	68	
12	78	4 000	-10	95	

Die Tabelle zeigt, daß unterhalb der Inversion große rel. Feuchtigkeit registriert wurde (ca. 65%), die dann oberhalb der Grenze bis auf 35%, sank (selbstverständlich machen die Prozentzahlen nur Anspruch auf annähernde Richtigkeit). Die größte Trockenheit wurde registriert auf dem Abstieg beim Verlassen der Inversion. Das beweist, daß die Trockenheit dicht über der

<sup>1)</sup> Diese Zeitschrift, B. II, p. 99.

<sup>2)</sup> l. c. p. 111.

Grenze einsetzte. Die Kurve läßt auch erkennen, daß unter der Grenze tatsächlich große Feuchtigkeit herrschte; nicht allein aus der konstanten Aufzeichnung von ca. 67% beim Aufstieg — denn man könnte einwenden, daß die Trägheit des Haares in der Nähe des Minimums der Temperatur ( $-60^{\circ}$ ) unendlich groß gewesen sei — sondern hauptsächlich aus dem Umstand, daß sofort nach Verlassen der Inversion die Hygrometerfeder sich im Sinne zunehmender Feuchtigkeit zu bewegen anfängt. Die Tatsache, daß überhaupt das Haar bei Temperaturen zwischen  $-50^{\circ}$  und  $-60^{\circ}$  so stark reagierte, kann wohl nur auf die Größe des Feuchtigkeitssprungs zurückgeführt werden. Dieselbe ist zweifellos größer gewesen als die Registrierung angibt, vor allem, weil die beim Austritt aus der Inversion registrierten 35% bei der vorhandenen Trägheit sicher noch viel zu hoch sind.

Da sich zwischen  $-50^{\circ}$  und  $-60^{\circ}$  der Sättigungsdruck des Wasserdampfes kaum merklich ändert, bedeutet eine Abnahme der rel. Feuchtigkeit um mindestens 20–30% auch ein starkes Sinken der spezifischen Feuchtigkeit. Und dieses kann nur stattfinden, wo die übereinander lagernden Schichten sich nicht mischen.

Ähnlich verhält sich die Registrierung vom 11. April 1907. Auch hier wird unter der Grenze ca. 65%, über ihr beim Abstieg 28% registriert. Beim Abstieg erfolgt unterhalb der Inversion wieder rasche Zunahme der rel. Feuchtigkeit.

Der 3. Aufstieg, der vom 26. Juli 1907, registrierte unter der Grenze 32%, über ihr 12%; die Temperatur stieg in der Inversion relativ hoch (bis auf fast  $-40^{\circ}$ ).

Unter sämtlichen Aufstiegen, die von der internationalen Kommission für wissenschaftliche Luftschiffahrt veröffentlicht wurden, finden sich für die Zeit vom Januar 1904 bis Dezember 1906 nur noch 3 Aufstiege, die innerhalb der obren Inversion eine unzweifelhaft auf Feuchtigkeitsänderungen zurückzuführende Bewegung der Hygrometerfeder aufweisen. Sie sind in Uecla veranstaltet, der eine am 3. Mai, der andere am 5. Juli, die dritte am 8. November 1906. Beim 1. werden im Aufsteigen unter der Schicht 37, im Absteigen über ihr 18% registriert. Die Temperatur steigt in der Inversion auf ca.  $-40\%$ . Beim 2. ist er unter der Grenze relativ feucht (ca. 50%), beim Austritt werden 20% angezeigt, die Temperatur hält sich bei  $-50^{\circ}$ . Der 3. zeigt einen Sprung von 70 auf 45% bei einer Temperatur von ca.  $-55^{\circ}$ .

Die Angaben zeigen, daß unter besonderen Umständen anscheinend manchmal die Registrierfähigkeit in der obren Inversion erhalten bleibt, und zwar tritt dies vorwiegend ein, wenn ein Haar auch bei tiefer Temperatur aus feuchter in trockene Luft gelangt, oder wenn die Temperatur eine relativ hohe ist. Beide Umstände bedingen aber eine relativ geringe Trägheit des Haares, wie in der oben genannten Arbeit nachgewiesen werden konnte. Es kommen allerdings auch zahlreiche Fälle vor, wo das Hygrometer beim Eintritt in die obere Inversion gradlinig weiterschreibt, obwohl es vorher vielleicht 60–80% aufzeichnete. Hier läßt sich jedoch nichts aussagen; entweder entspricht die Registrierung den tatsächlichen Verhältnissen, oder die Trägheit war für das betreffende Haar schon unendlich groß, oder die Hebelübertragung hatte sich festgeklemt.

Aber auf keiner Straßburger Registrierung und bei keinem internationalen Aufstieg in dem oben genannten Zeitraum tritt der Fall ein, daß eine unzweideutige Feuchtigkeitzunahme in der oberen Schicht aufgezeichnet wird. Wo eine solche Zunahme angedeutet erscheint, sind es zweifellos Temperatureinflüsse (ungleich thermische Trägheit bei dem Haar und dem Gestell des Apparates), die ein solches Verhalten der Registrierkurve verursachen.

Kurz zusammengefaßt, finden wir:

1. Unter allen mir zugänglichen Feuchtigkeitsregistrierungen (vom Jahre 1904 ab) finde ich keine, auf Grund deren eine Zunahme der relativen Feuchtigkeit beim Durchgang durch die Grenze der oberen Inversion zu konstatieren wäre.



2. Zahlreiche Aufzeichnungen sind vorhanden, die beim Durchgang durch die Grenzfläche keine unzweifelhaften Feuchtigkeitsänderungen angeben. Dieselben beweisen nichts, weil Einfrieren der Achsen oder allzugroße Trägheit der Haare gegenüber den vielleicht nur geringen Feuchtigkeitsprüngen die Ursache der geradlinigen Registrierung sein können. Vielfach sind es solche, die auch schon unterhalb der Schicht große Trockenheit anzeigen.

3. Einige wenige Fälle, und zwar nur bei besonders günstigen Bedingungen (große Feuchtigkeit unter oder relativ hohe Temperatur über der Inversionsgrenze) zeigen eine Abnahme nicht nur der relativen, sondern auch der spezifischen Feuchtigkeit beim Eintritt in die obere Inversion.

Die wenigen Registrierungen, bei denen das Hygrometer nachweislich reagiert hat, charakterisieren die obere Inversion als trocken. Ein Nachweis, daß sie es immer ist, wird hierdurch natürlich nicht geliefert; aber es ist nicht unwahrscheinlich, daß eine Schicht, in der vertikale Mischungsströme fehlen müssen, sich auch auf die Dauer in ihrem Feuchtigkeitsgehalt ziemlich gleichartig verhält. Solange keine gegenteiligen Resultate vorliegen, wird man daher annehmen dürfen, daß innerhalb der obern Inversion große Trockenheit vorhanden ist.

---

# Beschreibung zweier Vorrichtungen zum Abwerfen oder Entleeren eines Ballons bei den Ballonaufstiegen über dem Meere.

Von

L. PALAZZO.

Mit 3 Figuren im Text.

Herr Prof. Hergesell hat die Methoden gezeigt, nach welchen die Doppelballonaufstiege für die Erforschung der hohen Atmosphäre auch über dem Meere, von Bord eines Schiffes aus, veranstaltet werden können. Da das Schiff das emporgesandte Ballonsystem verfolgen soll, um das Registrierinstrument an seiner Landung über die Meeresfläche möglichst gleich zu bergen, so darf man aus leicht verständlichen Gründen das Fallen der Ballons in keiner zu großen Höhe bewirken; die Ballons können andernfalls sehr leicht aus den Augen verloren werden. Es ist deshalb zweckmäßig, einen der Ballons nicht zum Platzen zu bringen, was mehr oder weniger dem Zufall unterworfen ist, sondern durch einen geeigneten, automatisch wirkenden Abwurfhaken frei zu machen.

Der von Professor Hergesell ausgedachte und wohl verwendete Abwurfhaken ist ein elektrisch funktionierender<sup>1)</sup>: ein kleiner Elektromagnet klinkt den Haken aus, wenn entweder die Registrierfeder des am Instrument befindlichen Barometers bei einem bestimmten Druck, oder die Uhrtrommel selbst nach einer bestimmten, durch passend angebrachte Kontakte, den Strom eines leichten mitemporgesandten Trockenelementes schließt.

Bei den aerologischen Forschungen welche ich über dem Ligurischen Meere im vergangenen Juli unternommen habe<sup>2)</sup>, versuchte ich auch den elektromagnetischen Abwurfhaken an meinen Tandemballons anzuwenden, aber leider ohne guten Erfolg; denn der Haken klinkte öfters von selbst aus, d. h. unabhängig von der Schließung des elektrischen Stromes. Im ganzen schien mir die Wirkungsart dieser Vorrichtung etwas zu unsicher. Auch Hauptmann Hildebrandt beklagte sich bei seiner aerologischen Expedition in den Gewässern von Island<sup>3)</sup> über ein derartiges vorzeitiges Ausklinken des Hergesellschen Abwurfhakens. Herr Hergesell erachtete es außerdem für zweckmäßig, eine kleine Vorrichtung an der Schnur des anderen, nicht mit dem Abwurfhaken verbundenen Ballons anzubringen, welche Vorrichtung dafür sorgen soll, daß, wenn dieser letzte Ballon aus Zufall vorzeitig platzt, der elektrische Strom nicht mehr geschlossen werden kann, sodaß auf alle Fälle ein Ballon, welcher das Instrument herunter trägt, übrig bleibt.

Bei meinen Experimenten bemerkte ich überdies, daß es vorzuziehen ist, die Abwurfvorrichtung von elektrischen, in der Uhr des Instrumentes angebrachten Kontakten unabhängig zu machen; in der Tat, nachdem der Kontakt in der Uhrtrommel für eine bestimmte Zeit schon eingestellt und der Apparat in seinem Weidenkorbe fertiggemacht ist, kann es

<sup>1)</sup> Siehe diese Beiträge, Band I, Heft 4; Bd. II, H. 3.

<sup>2)</sup> Boll. della Società Aeron. Ital., Anno V, N. 1, 1908.

<sup>3)</sup> Die Woche, 1907, N. 38, S. 1680.

sich ereignen, daß bei den Vorbereitungen des Aufstieges, durch irgend einen Umstand, eine Verspätung des Aufstiegs eintreten muß. In diesem Falle muß man wieder die Anordnung des Korbes und des Apparates umarbeiten, um eine neue Einstellung des Kontaktes der Uhr zu erzielen, und das ist eine unangenehme und etwas komplizierte Sache.

Diese Überlegungen haben mich veranlaßt, einen Abwurfhaken zusammenzustellen, welcher selbständig, d. h. unabhängig vom Registrierinstrument ist, rein mechanisch bei einem bestimmten Luftdruck in Tätigkeit tritt, und bei welchem das Ausklinken in unfehlbarer Weise nie geschehen kann, bevor die Ballons die im voraus berechnete Höhe erreicht haben. Ich gebe nun die Beschreibung der Vorrichtung an, welche zum Abwerfen eines Ballons des Tandensystems dient, und dann werde ich auch zeigen, wie die Vorrichtung in einen Entleerungsapparat umgestaltet werden kann.

### Aushakungsvorrichtung.

Auf einer rechteckigen, durchlöchernten Aluminiumplatte (Fig. 1) ist ein Barometer (Bourdonröhre) und ein Klinkensystem angebracht. An dem Riegel L der Klinke wird ein mit der Ballonleine verknüpftes Ringlein r eingehakt. Um den Riegel vorzuschieben und



Fig. 1.  
( $\frac{1}{3}$  nat. Größe).

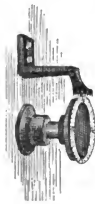


Fig. 2.  
(nat. Größe).

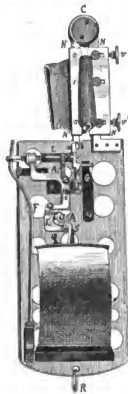


Fig. 3.  
( $\frac{1}{3}$  nat. Größe).

geschlossen zu halten, hebt man den an dem Riegel selbst quer angelöteten Hebelarm AA über einen Stahlstift T, indem man die Stahlfeder F, die sich links von der Bourdonröhre befindet, nach rechts drückt; hat der Hebel die äußerste Stellung auf der rechten Seite des Stiftes erlangt, so wird er herabgedrückt, bis er den kleinen oberen Stiel S der barometrischen

Röhre berührt. Die Spannung der ziemlich starken Feder hält den Arm in seiner jetzigen Stellung gegen den Stift fest.

Der Stift T, welcher lotrecht auf der Vorderfläche der Aluminiumplatte vorragt, ist mit einer Mikrometerschraube verbunden, die an der hinteren Plattenseite sich befindet, wie aus der Fig. 2 ersichtlich. Die Ganghöhe der Schraube ist 0,4 mm, und der geteilte Kopf derselben ist längs einer kleinen Skala, mit eingeschnittenen Zähnen, verstellbar. Mit dem Drehen der Schraube kann man den aus der Platte hervortretenden Teil des Stiftes verlängern oder verkürzen.

Wenn das Tandemsystem aufsteigt und der Luftdruck abnimmt, so hebt sich der Stiel der Bourdonröhre von der Platte ab, nimmt den Hebelarm mit und führt denselben allmählich aufwärts, bis daß der Arm über den Stift weggleitet. Das geschieht früher oder später, je nachdem die Länge des Stiftes durch die Mikrometerschraube reguliert ist. Dann tritt die Feder sogleich in Tätigkeit: der Hebel gleitet nach links, der Riegel wird mit Gewalt zurückgezogen, der Ring des Ballon losgelassen, und der Ballon fliegt ab.

Um die Reibung des Hebelarmes gegen den Stift der Mikrometerschraube möglichst zu vermindern, ist der runde Stahlstift gut poliert, während das Ende des Hebels an der gegen den Stift zugewendeten Seite, in eine abgerundete glatte Schneide ausläuft.

Die seitliche, hakenförmige, an dem Hebelarm mittelst eines Zapfens z verbundene Metalllamelle K ist ein Sicherheitshaken. Wenn der Hebelarm seine richtige Stellung zum Stift erhalten hat und herabgedrückt ist, wird nämlich der Haken K so verschoben (ce ist ein Führungsschlitz), daß sein Ende den Stiel der Bourdonschen Röhre von unten anfaßt. Der Stiel wird also, zwischen dem äußersten Ende des Haken K und dem Ende des Hebels A, wie in einer Gabel hineingehalten. Auf diese Weise kann der Hebelarm auf keinen Fall frei werden, ohne daß die barometrische Röhre durch die Verminderung des Luftdruckes ins Spiel kommt. Falls es etwa vorkommen sollte, daß der andere Ballon wegen eines Fehlers im Material vorher platzt, so sorgt diese Sicherheitsvorrichtung dafür, daß der zur Aushakung bestimmte Ballon nicht mehr zum Abwurf gebracht wird, auch in dem Falle, daß der Hebel fast schon an die obere Spitze des Stiftes geführt ist. In der Tat, da der noch unversehrte Ballon sofort zu fallen beginnt, drückt die barometrische Röhre jetzt den Haken K herab, und da der Haken mit dem Arm A verbunden ist, wird dieser letzte wieder rückwärts gedrängt.

Der untere Ring R der Aluminiumplatte dient zur Befestigung des Abwurfapparates an dem Korbe des Registrierinstrumentes.

#### Entleerungsvorrichtung.

Der Apparat ist in der Fig. 3 dargestellt. Er ist in seinem Wesen dem oben geschilderten Abwurfapparat ganz analog; er besteht ebenso aus einer barometrischen Bourdonröhre und einem Riegelverschlusse, die auf einer durchlöchernten Aluminiumplatte aufgesetzt sind.

Am oberen Rande der Platte liegt eine zangenartige Vorrichtung; eine Zunge NN der Zange ist fest, die andere N'N' ist um ein Scharnier C drehbar. Zwischen den beiden Zungen wird der Füllansatz des Ballons (der Schlauch soll doppelt umgebogen werden) zusammengepreßt. Damit die inneren Wände des Füllansatzes infolge des Pressens nicht aneinander kleben, ist es zweckmäßig, dieselben mit feinem Talkpulver zu bestreuen.

Um die bewegliche Zunge geschlossen zu halten, schlägt man die kleine Stange E herab, so daß das Ende a der Stange und das Ende b der Zunge unter gegenseitigem Druck stehen. Die Stange ist um den Zapfen P drehbar; sobald dieselbe herabgeschlagen wird, wird sie in dieser Stellung gehalten, indem man die Klinke verschließt, deren Spitze dann

sich in ein kleines Loch am Ende der Stange hineinschiebt. Der Verschluss der Klinke geschieht in ähnlicher Weise wie bei dem anderen Apparat. Der Quersarm AA des Riegels L wird nämlich gegen den Stift T der mikrometrischen Schraube an der rechten Seite eingestellt und mit dem Stiel S der Aneroidröhre in Berührung gebracht.

Auch hier schiebt sich, ebenso wie bei dem anderen Apparat, sobald die Ballons emporsteigen, infolge des verminderten Luftdruckes, die Bourdonröhre mit ihrem Stiel aufwärts und führt den Arm A nach oben, bis derselbe die Höhe des Stiftes T übersteigt; dann kommt die Feder F ins Spiel, der Riegel wird zurückgeschoben, die frei gewordene Stange E hebt sich sogleich empor, weil ein federndes Stahlzünglein G die Stange nach oben drückt, und auch weil die gegenüberstehenden Ende a und b der Stange und der beweglichen Zunge schräg abgehobelt sind und bei dem Zusammenpressen sich gegeneinander abzustoßen streben. Auf diese Weise wird die Zange geöffnet und geht der frei gewordene Füllansatz auf. Der Ballon wird dann selbstverständlich sehr rasch entleert, besonders wenn man die Vorsicht gebraucht hat, denselben umgekehrt, d. h. mit dem Füllansatz nach oben, emporsteigen zu lassen, was sehr leicht zu erzielen ist, wenn man nach der Umkehrung die vier Verbindungsschnüre<sup>1)</sup> des Ballons kürzer hält als bei der üblichen Anordnung.

Auch hier dient die dreimal gekrümmte Metallamelle K, welche um das Scharnier z drehbar ist, als Sicherheitshaken, ganz ähnlich demjenigen des anderen Apparates.

Die feste Zunge N der Zange ist mit einem metallischen Rahmen ausgerüstet, welcher mit den kleinen seitlichen Klemmschrauben v und v' so verstellbar ist, daß man den Druck der Zange gegen den Gummifüllansatz zweckmäßig regulieren kann.

Die Anwendung des Entleerungsapparates bietet den weiteren Vorteil, daß die Entleerung eines Ballons zwar das Herunterfallen des Tandemsystems bewirkt, daß aber der entleerte Ballon nicht verloren geht; man kann denselben unversehrt samt dem zweiten Ballon und dem Instrumente bergen, so bleibt das kostspielige Material für folgende Aufstiege erhalten.

Damit bei dem Herabfallen des entleerten Ballons auf die Meeressfläche, wo er unter dem Korbe schwimmen wird, der Entleerungsapparat sich selbst nicht ins Wasser eintauche, gebraucht man die Vorsicht, den Apparat nicht an den sich entleerenden Ballon zu befestigen, sondern mittelst des Ringleins R und einer Schnur von geeigneter Länge an den anderen Ballon zu knüpfen, der in der Luft schwebend bleibt.

Es ist leicht zu verstehen, daß derselbe Entleerungsapparat auch als einfache Abwurfvorrichtung dienen kann, wenn man, anstatt den Füllansatz des Ballons durch die Zange zusammengepreßt zu halten, ein elastisches, mit der Halteleine des Ballons verknüpftes Band zwischen der Zange steckt.

Die Apparate zum Abwerfen oder zur Entleerung sollen vor ihrem Gebrauch sorgfältig graduiert werden, was am besten mittelst einer Luftpumpe geschieht. Man prüft nämlich stufenweise, auf welche Stellungen die Mikrometerschraube einzustellen ist, um die Ausschließung des Riegels der Apparate bei bestimmten Luftdrücken resp. berechneten Höhen, zu erzielen.

Die beiden Apparate wurden von Herrn L. Fascianelli, Mechaniker des hiesigen Institutes, verfertigt. Die Abwurfvorrichtung wiegt nur 70 gr, diejenige zur Entleerung 101 gr; sie haben also auch gegen den elektromagnetischen Abwurfhaken den Vorteil einer größeren Leichtigkeit; denn der Abwurfhaken mit Elektromagnet wiegt für sich allein 50 gr, und dazu kommt noch in Rechnung das Gewicht des Trockenelementes, 85—100 gr.

Rom, Meteorologisches Zentralinstitut, 30. April 1908.

<sup>1)</sup> Diese sind die Schnüre, welche von den vier Gummikauschen, etwas unter dem Äquator des Ballons, nach einer einzigen Halteleine hinlaufen, wo sie sich mit derselben verknüpfen.



Georg Reimer, Verlag, Berlin W. 35.

# Die Technik als Kulturmacht

in sozialer und in geistiger Beziehung.

Eine Studie

von

**Ulrich Wendt,**

Gen.-Oberregierungsrat, ehem. Direktor der Reichsbankdirektion zu Berlin.

8°. 322 Seiten. 1906. Gebefest. M 6—, gebunden M 7—.

Die Geschichtsforschung hat in neuerer Zeit ihr Interesse mehr den materiellen Vorgängen zugewendet und neigt dahin, statt der idealen Momente mehr das wirtschaftliche Leben als die Grundlage der Kulturentwicklung anzusehen. In dem Rahmen dieser Forschung ist auch die Technik wohl erörtert worden, aber nur als wirtschaftlicher Faktor, während ihre Stellung in dem Vormarsch der gesamten Kultur, insbesondere auf dem sozialen und geistigen Flügel, bisher nur der Gegenstand von Andeutungen war.

Für den Verfasser dieses Buches aber stellt sich das Bild also dar: für ihn ist die Technik nicht nur eine der tragenden Mächte der Kultur in allen ihren Formen, er sieht und erweist in ihr die Grundlage schlechthin für die gesamte geschichtliche Entwicklung, die Weckerin zur persönlichen und politischen Freiheit und zu einer reineren Sittlichkeit.

Ein Buch auch für den Techniker, aber um keinen Grad minder für jeden Andern, der an dem Problem der Kultur und dem Zauber einer klar geschliffenen Darstellung Anteil nimmt.



