

Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität
 Nr. 69

Die Ionenerzeugung und Ionenvernichtung in der
 Atmosphäre über dem Meere und im Gebirge¹

Von

Victor F. Hess

(Mitteilung aus dem physikalischen Institut der Universität Graz, Nr. 58)

(Mit 4 Textfiguren)

(Vorgelegt in der Sitzung am 3. November 1927)

§ 1. Das lineare Ionenwiedervereinigungsgesetz.

E. Schweidler² hat gezeigt, daß in schwach ionisierter Luft, die Kondensationskerne enthält, also auch in der Atmosphäre das gewöhnliche quadratische Gesetz der Wiedervereinigung der Ionen nicht mehr gilt. Bezeichnet man mit n die Zahl der kleinen Ionen, mit N die Zahl der großen (Langevin-)Ionen und der Aitken'schen Kondensationskerne, mit q die Ionisierungsstärke und mit t die Zeit, so lautet die Bedingungsgleichung für den stationären Zustand

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - \gamma \cdot N \cdot n = q - \alpha n^2 - b n = 0.$$

Es ergab sich, daß diese Näherungsformel den tatsächlichen Verhältnissen in normaler kernhaltiger Zimmerluft und Freiluft ziemlich gut entspricht, trotzdem in dem Ausdruck $\gamma \cdot N \cdot n$ die eigentlich verschiedenartigen Vorgänge der Anlagerung von kleinen Ionen an ungeladene Kerne und an entgegengesetzt geladene Kerne (Langevin-Ionen) zusammengefaßt werden. In obiger Gleichung ist b ein der Zahl der Adsorptionskerne proportionaler Ausdruck. Schweidler faßt dann $\alpha \cdot n + b$ zusammen und bemerkt, daß bei schwacher Ionisation z. B. in natürlich ionisierter Freiluft (n klein) und bei der Kleinheit des gewöhnlichen Wiedervereinigungskoeffizienten α ($1 \cdot 6 \cdot 10^{-6}$) der Klammerausdruck annähernd als Konstante aufgefaßt werden kann; er nennt

$$\beta = \alpha \cdot n + b$$

die Verschwindungskonstante der kleinen Ionen und so ergibt sich als Näherung das Schweidler'sche lineare Wiedervereinigungsgesetz

$$\frac{dn}{dt} = q - \beta \cdot n = 0$$

¹ Ausgeführt mit Unterstützung der Akademie der Wissenschaften in Wien, der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft in Berlin und des Bundesministeriums für Unterricht in Wien.

E. Schweidler, Diese Sitzungsber., IIa, 127, 953 (1918); 128, 947 (1919) und 133, 23 (1924).

welches später unabhängig auch von J. J. Nolan und J. Enright¹ sowie von A. D. Power² aufgestellt worden ist. Bei Aufhören der Ionenerzeugung ($q = 0$) würde demnach in normaler kernhaltiger Luft die Ionenzahl nach einem einfachen Exponentialgesetz

$$n_t = n_0 \cdot e^{-\beta \cdot t}$$

mit der Zeit abnehmen, in Analogie mit dem radioaktiven Zerfallsgesetz; daher nennt Schweidler den reziproken Wert der Verschwindungskonstante

$$\frac{1}{\beta} = \mathfrak{S}$$

die mittlere Lebensdauer³ eines (leichten) Ions in Sekunden. Schweidler (l. c.) hat Methoden zur Ermittlung der Verschwindungskonstanten ausgearbeitet und selbst Messungen in Innsbruck und in Seeham (Land Salzburg) zuerst nach einer Methode ausgeführt, die im wesentlichen auf Messung der Ionisierungsstärke (bei Sättigungsstrom) und Messung der maximal sich bei Abwesenheit eines elektrischen Feldes im Ionisationsgefäß anhäufenden Ionenmengen beruhte. Diese wegen der notwendigen Korrekturen etwas umständliche Methode (»Methode I«) wurde später von Schweidler (l. c., 1924) durch eine andere Methode ersetzt, nach welcher W. Schlenck⁴ eine Reihe von Messungen im physikalischen Institut in Innsbruck ausgeführt hat.

Diese »Methode II«, deren Beschreibung weiter unten gegeben werden wird, schien mir für die Messungen im Freien, die ja am wichtigsten sind und bisher fast gänzlich fehlten, noch am ehesten geeignet, beziehungsweise für solche Messungen ausbaufähig. Sie beruht auf der experimentellen Ermittlung der Kurve, welche die Abhängigkeit der Stromstärke i von der Spannung E am Ionisationsgefäß wiedergibt, d. h. der Charakteristik; aus dieser Kurve, beziehungsweise derjenigen, welche mit i/E als Ordinaten und i als Abszisse erhalten wird, wird dann graphisch jene Spannung H bestimmt, bei welcher die beobachtete Stromstärke in dem vorgegebenen Gasraum (z. B. einem Zylinderkondensator) gerade die Hälfte des Sättigungsstromes i_s beträgt. H wird die Halbwertspannung genannt. Nach Schweidler (l. c., 1924) ist diese Spannung der Verschwindungskonstante β der leichten Ionen direkt proportional, d. h. man kann β berechnen, wenn H graphisch ermittelt worden ist:

$$\beta = \frac{4 \pi C (k_1 + k_2)}{V} \cdot H.$$

¹ J. J. Nolan und J. Enright, Proc. Roy. Irish Acad., 36, A., 93, 1923.

A. D. Power, Journ. of Franklin-Inst. 196, 327, 1923.

³ Natürlich kann man auch bei Geltung des quadratischen Wiedervereinigungsgesetzes von einer mittleren Lebensdauer der Ionen sprechen, doch wäre diese von der Zahl der anwesenden Ionen abhängig, während die nach Schweidler definierte mittlere Lebensdauer \mathfrak{S} von der Ionenkonzentration praktisch unabhängig ist.

W. Schlenck, diese Sitzungsber., IIa, 133, 29, 1924.

In dieser Formel bedeutet C die elektrische Kapazität des Ionisationsgefäßes, z. B. des Zylinderkondensators. Es empfiehlt sich nicht, für letztere etwa, wie anscheinend W. Schlenck (l. c.) es tut, die aus dem Außen- und Innenradius (A, a) und der Länge L des Zylinder-

kondensators berechnete Kapazität $\frac{L}{2 \log. \text{nat. } A/a}$ zu setzen; denn

bei den praktisch in Betracht kommenden Dimensionen des Zylinders (Länge der Innenelektrode höchstens etwa 50 cm) macht die Randstörung durch den Boden des Ionisationsgefäßes schon etwa 10⁰/₁₀ aus, d. h. die so berechnete Kapazität wäre um 10⁰/₁₀ zu klein. Es muß also für C der experimentell bestimmte Wert eingesetzt werden. In der obigen Formel bedeuten weiters V das Volumen des Ionisationsgefäßes in Kubikzentimeter, k_1 beziehungsweise k_2 die Beweglichkeit der leichten Ionen ausgedrückt in cm/sek.: Volt/cm, falls man auch H , die Halbwertsspannung in Volt einsetzt. $k_1 + k_2$ darf als genügend genau bekannt angenommen werden, C und V sind Apparatkonstanten; also erhält man in jedem Einzelfall aus dem experimentell und graphisch ermittelten H direkt den gesuchten Wert der Verschwindungskonstante β .

Die Halbwertsspannung wird praktisch in der Weise erhalten, daß man bei verschiedenen Werten der zwischen Außen- und Innenelektrode des Ionisationsgefäßes angelegten Spannung E die zugehörigen Stromwerte i elektrometrisch ermittelt und sodann jeweils die Quotienten i/E bildet. Diese sind der bei der betreffenden Spannung im Gefäß tatsächlich vorhandenen Leitfähigkeit λ proportional. Trägt man die i als Abszissen, die i/E -Werte als Ordinaten in einem Diagramm auf, so erhält man bei Gültigkeit des Schweidler'schen linearen Wiedervereinigungsgesetzes eine Gerade, die geneigt zur Abszissenachse verläuft und deren Verlängerung und Schnitt mit derselben den Wert des Sättigungsstromes i_s liefert (d. h. für $E = \infty$ $i_s/E = 0$). Nun sucht man den der Abszisse $i_H = i_s/2$, d. h. dem halben Sättigungsstromwert entsprechenden Ordinatenwert i_H/H auf. Division des halben Sättigungsstromes durch i_H/H gibt unmittelbar die gesuchte Halbwertsspannung, deren Zahlenwert dann in die obige Formel eingesetzt die Verschwindungskonstante β oder den Reziprokwert, die mittlere Lebensdauer der leichten Ionen ϑ liefert.

Das empirisch ermittelte $i/E - i$ -Diagramm gestattet übrigens auch die Leitfähigkeit der Luft im Gefäß bei Abwesenheit eines elektrischen Feldes λ_0 und die zugehörige mittlere Zahl der leichten Ionen pro Kubikzentimeter n_0 zu ermitteln: man braucht hiezu nur die i/E -Gerade nach rückwärts zu verlängern. Ihr Schnitt mit der Ordinatenachse, d. h. für $i = 0$ gibt jenen Wert $(i/E)_0$, der dem feldlosen Zustand entspricht; dieser Wert ist gleich dem gesamten Leitwert des Ionisationsraumes, aus welchem man durch Division durch $4 \pi C$ die spezifische Leitfähigkeit $\lambda_0 = n_0 \cdot \varepsilon \cdot (k_1 + k_2)$ berechnet.¹

¹ F. Kohlrausch, Verh. d. Deutschen Physik. Ges., 1906, p. 151.

Division des letztgenannten Ausdruckes durch $\epsilon \cdot (k_1 + k_2)$ ergibt dann auch die mittlere Ionenzahl n_0 im Ionisationszylinder bei Abwesenheit eines elektrischen Feldes.

§ 2. Die Problemstellung.

In meiner Monographie »Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen« (Sammlung Vieweg, Bd. 84/85, Braunschweig 1926) habe ich ein eigenes Kapitel der Besprechung der sogenannten Ionisierungsbilanz der Atmosphäre gewidmet. Es handelt sich um folgende Frage: Sind die uns bekannten Ionisatoren quantitativ ausreichend, um den wirklich beobachteten Ionisationszustand unserer Atmosphäre hervorzurufen?

Das vorliegende Beobachtungsmaterial über die in Betracht kommenden luftelektrischen Größen (Ionisierungsstärke, Zahl der leichten Ionen, Wiedervereinigungskoeffizient) ist leider noch recht spärlich, so daß man selbst über Festland, wo noch die meisten Beobachtungen vorliegen, nur eine rohe Bilanz aufstellen kann und sich damit zufrieden geben muß, daß sich eine Übereinstimmung der Größenordnung nach ergibt. Diese annähernde Bilanz war erst möglich, nachdem Schweidler das lineare Wiedervereinigungsgesetz aufgestellt hatte: wenn man z. B. für die untersten Schichten der Atmosphäre annimmt, daß in jedem Volumelement im stationären Zustand ebensoviele Ionen durch das natürliche elektrische Feld der Erde nach unten austreten, als von oben eintreten (beziehungsweise umgekehrt), so kann das lineare Wiedervereinigungsgesetz selbst

$$q = \beta \cdot n$$

als Bilanzgleichung benutzt werden. Die Ionisierungsstärke q läßt sich durch Summierung der Wirkungen der α -, β - und γ -Strahlen der radioaktiven Substanzen, die in bekannten Mengen im Erdboden und in der Luft enthalten sind, und der kosmischen Ultragammastrahlung (Höhenstrahlung) berechnen. Für die Luft in etwa 1 m über dem festen Boden, also in der Höhe, in welcher auch die meisten luftelektrischen Messungen durchgeführt worden sind, erhält man (vgl. die oben zitierte Monographie) $q = 9 \cdot 5 J$ (J ist die übliche abgekürzte Bezeichnung für Ionenpaare pro Kubikzentimeter und Sekunden). Die Zahl der leichten Ionen pro Kubikzentimeter wurde auf den meisten Landstationen zu etwa $n = 700$ gefunden. Setzt man diese Größen in die oben angegebene Bilanzgleichung ein, so erhält man als zu erwartenden Wert der Verschwindungskonstante β die Zahl $13 \cdot 5 \cdot 10^{-3} \text{ sek.}^{-1}$. Die experimentell erhaltenen Werte von Schweidler 16 bis $22 \cdot 10^{-3}$ (Seeham, Salzburg und Innsbruck), von W. Schlenck $70 \cdot 10^{-3}$ (Innsbruck) und A. D. Power $6 \cdot 10^{-3}$ (Minneapolis, Ver. Staaten) stimmen der Größenordnung nach soweit mit dem berechneten Werte oben überein, als man bei der geringen Zahl der vorliegenden Werte β und der zum Teil ungünstigen Wahl der Beobachtungsorte (Stadt Nähe) erwarten kann.

Eine Bilanz des Ionenhaushaltes unserer Atmosphäre ist aber erst dann vollständig, wenn die Betrachtungen auch auf die meerbedeckten Teile der Erde ausgedehnt werden können, die ja drei Viertel der Oberfläche unseres Planeten einnehmen. Über dem Meere fehlen nun leider Messungen der Wiedervereinigung, beziehungsweise der Verschwindungskonstante der Ionen gänzlich. Dort liegen die Verhältnisse wesentlich anders als über Festland.

Wie die langjährigen Fahrten der Carnegie-Institution auf allen Meeren gezeigt haben, fehlen über den Ozeanen die radioaktiven Substanzen, welche auf dem Festlande mehr als drei Viertel der Gesamtionisation liefern, fast gänzlich. Der Emanationsgehalt der Luft beträgt in Entfernungen von einigen hundert Kilometern vom Festland nur ein Hundertstel des normalen Gehaltes über Land. Als Ionisator über dem Meere bleibt nur übrig die kosmische Ultragammastrahlung (Höhenstrahlung), die im Meeresniveau eine Ionisation von kaum mehr als 2 *J* liefern dürfte. Die Zahl der leichten Ionen über dem Meer beträgt im Mittel nach den Resultaten der Carnegie-Fahrten $n_+ = 615$, $n_- = 499$, ist also nur unwesentlich kleiner als über Festland.¹

Einsetzen dieser Werte in die obengenannte Bilanzgleichung würde demnach für die Verschwindungskonstante über See einen mittleren Wert von nur $3 \cdot 10^{-3}$ sek.⁻¹ erwarten lassen, also eine im Mittel fünffach kleinere Zahl als über Festland.

Es schien mir daher notwendig, zunächst Messungen der Verschwindungskonstante über dem Meere anzustellen und gleichzeitig durch Messungen der durchdringenden Höhenstrahlung im Meeresniveau den Betrag der durch diese Ultragammastrahlung und durch die von ihr erregte Sekundärstrahlung an der Meeresoberfläche erzeugten Ionisation einer Überprüfung zu unterziehen.

Schwierigkeiten bot die Auswahl eines geeigneten Beobachtungsortes. Zuerst plante ich im Frühling 1927 Vorversuche auf einer halbwegs frei gelegenen adriatischen Insel, und zwar auf Lesina (Hvar), doch konnte der Plan wegen lokaler Schwierigkeiten nicht verwirklicht werden. Es wäre natürlich am besten, solche Messungen auf hoher See, etwa an Bord eines großen Ozeandampfers auszuführen, wo am Vorderschiff der Fahrtwind ja stets von selbst vollkommen reine Seeluft heranbringt. Leider aber ist die Methode der Messung der Ionenverschwindungskonstante — vorläufig wenigstens — an Bord eines Schiffes nicht durchführbar, da bei der hiezu erforderlichen Empfindlichkeit der Elektrometer die wechselnde Neigung des Schiffes durch Nullpunktsänderungen jede Messung vereiteln würde.

Es mußte daher zunächst eine kleine, möglichst freistehende Insel als Standort für die Messungen ausgewählt werden.

Die Wahl fiel auf Helgoland, einerseits deswegen, weil die dort befindliche staatliche biologische Anstalt mit ihren Laboratorien

¹ S. J. Mauchly, Carnegie Inst. of Washington, Publikation Nr. Vol. V, p. 385 bis 424 (1925).

wertvollen Rückhalt bot, andererseits, weil die Entfernung vom Festland, wenigstens bei westlichen und nördlichen Winden, genügend groß ist, um Störungen durch Landluft auszuschließen.

Da die Beobachtungen einigermaßen überraschende Ergebnisse lieferten, so wurden später, im August und September 1927, zum Vergleich noch etwa 20 Beobachtungsreihen in reiner Landluft, in einem im Hochgebirge gelegenen Orte Tirols durchgeführt.

§ 3. Die Versuchsanordnung und ihre Aufstellung.

Es kam vor allem darauf an, eine Versuchsanordnung zu schaffen, welche auf Reisen leicht mitführbar war und auch im Freien noch ohne Schwierigkeiten benutzt werden konnte.

Schweidler's Methode I schien für solche Zwecke viel weniger geeignet als die oben ausführlich beschriebene Methode II, die von W. Schlenck (l. c.) in Innsbruck erprobt worden ist. Die von ihm benutzte Anordnung mit Quadrantenelektrometer war natürlich nicht geeignet, es mußte vor allem an dessen Stelle ein leicht transportables und leicht justierbares Elektrometer von mindestens gleich großer Ladungsempfindlichkeit verwendet werden. Bei der Anordnung von Schlenck betrug die Ladungsempfindlichkeit $3 \cdot 7 \cdot 10^6$ Elementarquanten für 1 *mm* Ausschlag bei einer Gesamtkapazität von 90 *cm*. Mit Einfadenelektrometern läßt sich wegen der viel geringeren Kapazität leicht eine höhere Ladungsempfindlichkeit bei geringerer Volttempfindlichkeit erreichen.

Ich probierte mehrere Arten von Einfadenelektrometern bei Arbeiten im Freien aus und fand, daß für diese Zwecke sich das neue Kolhörster'sche Einschlingenelektrometer¹ am besten eignet. Der Faden ist durch eine mit Platin bestäubte Quarzschlinge ersetzt, deren Ebene vertikal gestellt ist und die sich zwischen zwei auf etwa ± 120 Volt geladenen Schneiden befindet. Das Elektrometer wurde in Überkopfstellung auf die zylindrische Ionisierungskammer gestülpt; die Kapazität des Gesamtsystems betrug laut wiederholter sorgfältiger Bestimmung mittels Harmskondensator 16·89 *cm*, wovon 9·14 *cm* auf das Ionisationsgefäß, der Rest auf Elektrometer und die Zuleitung entfielen. Ich arbeitete meist mit einer Spannungsempfindlichkeit von 60 Skalenteilen der Okularskala pro Volt; die Ladungsempfindlichkeit pro Skalenteil betrug demnach $0 \cdot 938 \cdot 10^{-3}$ E. S. E., d. h. $1 \cdot 965 \cdot 10^6$ Elementarquanten, war also etwa doppelt so groß als die bei Schlenck's Versuchsanordnung. Bei dieser Empfindlichkeit ist der Nullpunkt des Fadens noch recht konstant, insbesondere wenn man darauf achtet, daß das Elektrometer nicht einseitiger thermischer Bestrahlung ausgesetzt wird. Die Überlegenheit des Einschlingenelektrometers als Reiseinstrument gegenüber den verschiedenen Einfadenelektrometern besteht darin, daß die Schlinge sehr robust ist und auch bei starken Stößen während des

¹ Physik. Zeitschr., 26, 654 (1925).

Transportes nie reißt. Die Schlinge verträgt auch Anspringen an die Schneide ohne weiteres, sofern durch Sicherheitswiderstände von 100.000 Ohm schädlicher Stromübergang zwischen Schneide und Schlinge ausgeschlossen ist. Die auf je einer links und rechts befindlichen Trommelteilung ablesbare Schneidenstellung ist so gut reproduzierbar, daß das Instrument nach tagelangem Transport bei Anlegen derselben Hilfsspannung innerhalb von 1% dieselbe Empfindlichkeit zeigt. Im Freien beobachtete ich bei der erstmaligen Aufstellung auf einer Steinterrasse bei böigem Wind starke Nullpunktswanderung, die durch Saugwirkung des Windes auf die im Elektrometergehäuse enthaltene Luft bewirkt war. Durch sorgfältige Abdichtung des ursprünglich nicht hermetisch schließenden Gehäuses konnte diese Störung vollständig und für immer eliminiert werden. Die ganze, nach meinen Angaben von Günther und Tegetmeyer, Braunschweig, ausgeführte Anordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Die zylindrische 60 cm hohe und 15,9 cm weite Ionisationskammer *J* ist mit einem Ebonitring wohlisoliert an der geerdeten Scheibe *P* aufgehängt. Sie besteht aus $\frac{1}{2}$ mm dickem Zinkblech (Volumen 11,9 Liter), trägt an der Vorderseite der Mantelfläche zwei gut passende Türen *O*₁, *O*₂, welche zum Lüften der Kammer dienen. Außerdem kann noch für diesen Zweck der untere Deckel *D*, der durch vier Häkchen befestigt ist, leicht entfernt werden. Da die Anordnung für die Auflademethode verwendet wird, so muß zwischen der Innelektrode *St* (ein 51 cm langer, 5 mm dicker Zinkstab) und dem mit der Batterie verbundenen Ionisationsgefäß *J* ein metallischer Schutzring *SS'* eingeschaltet werden. Dieser ist direkt in die geerdete Grundplatte *P* eingeschraubt und ragt etwa $\frac{1}{2}$ cm über

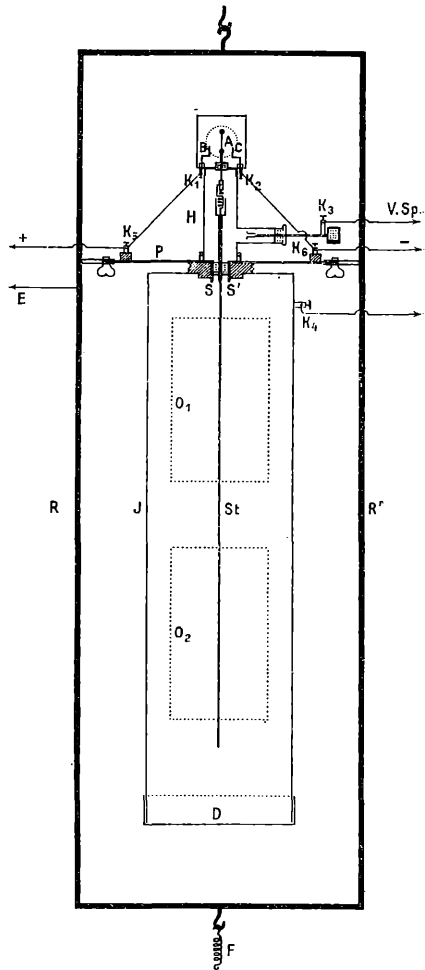


Fig. 1.

der inneren Bernsteinisolation (punktiert angedeutet) des Stiftes *St* heraus. Der Stift *St* endet oben innerhalb des geerdeten Zylinders *H* in einer Hülse, in deren Boden ein kleines Platinblech eingelötet ist. Wird nun das Kolhörster'sche Einschlingenelektrometer von oben her aufgestülpt, so berührt eine mit der Schlinge in leitender Verbindung befindliche Spirale mit Platinspitze das Platinblech und stellt so den Kontakt zwischen Elektrometer und Stift *St* der Ionisationskammer her. Das Schlingensystem *A* befindet sich zwischen den auf etwa ± 120 Volt geladenen Schneiden *B* und *C*. Die Zuführung dieser Hilfsspannung wird durch Drähte von K_5 nach K_1 , beziehungsweise K_6 nach K_2 vermittelt. In den Zuleitungen sind stets zur Sicherheit gegen Kurzschlüsse beim etwaigen Abspringen von Drähten u. dgl. kleine Silitwiderstände von je 100.000 Ohm eingeschaltet. Die Spannung wird einer Serie von vier Anodenbatterien von je 90 Volt entnommen, die Mitte dieser Batterien bleibt dauernd geerdet und man kann durch Stöpseln in sehr bequemer Weise die gewünschten Spannungen auf der negativen und positiven Seite herstellen. Durch eine Stromwippe kann die Spannung auf beiden Seiten gleichzeitig an- und abgeschaltet werden. Die Anodenbatterien haben sich hinsichtlich Konstanz der Spannung als vortrefflich geeignet erwiesen. Während der ganzen Beobachtungszeit (März bis September 1927) brauchte keine Batterie ausgewechselt zu werden; der innerhalb der sechs Monate eintretende Spannungsabfall von einigen Prozent konnte durch geeignete Stöpselung leicht ausgeglichen werden.

Das Ionisationsgefäß *J* konnte mittels der zu einer Potentiometeranordnung führenden Klemme K_4 auf jeder gewünschten positiven oder negativen Spannung von 0·05 Volt bis 300 Volt gehalten werden. Die Potentiometeranordnung enthielt einen regulierbaren Stöpselwiderstand von 1000 bis 10.000 Ohm, zwei Schieberwiderstände von 1400 und 200 Ohm zur Feinregulierung und ein mit sieben Meßbereichen ausgestattetes neues Präzisionsvoltmeter von Siemens & Halske von 10 Ohm Eigenwiderstand. Bei maximalem Ausschlag von 150 Skalenteilen beträgt dessen Stromverbrauch nur 4·5 Milliampere, so daß auch hier Anodenbatterien als Stromquelle unbedenklich verwendet werden können. Die Lebensdauer dieser Batterien beträgt bei dieser Beanspruchung vier bis sechs Monate. Da bei der schwachen natürlichen Ionisierung an Luft Spannungen von 90 Volt schon fast Sättigungsstrom ergeben, so kann man praktisch mit einer einzigen Anodenbatterie von 90 Volt für die Potentiometeranordnung das Auslangen finden. Ich habe jedoch meist mit Maximalspannungen von 180 und 270 Volt gearbeitet.

Am Halse *H* des Elektrometers ist seitlich (in der Figur rechts) ein mit durchbohrtem Bernsteinstopfen versehenes Ansatzrohr angebracht, welches eine mit Zinkblechfeder versehene, mit der Hand verschiebbare Ladesonde enthält. Wird K_3 geerdet, so kann man durch leichtes Hineinschieben dieser Sonde den oberen Teil des Zinkstiftes *St* berühren und so das elektrometrische System stets

wieder auf das Potential Null zurückführen. Löst man diese Erdungsvorrichtung bei an K_4 angelegter Spannung, so beginnt das Bild der Elektrometerschlinge im Gesichtsfeld je nach dem Vorzeichen der an dem Ionisationsgefäß liegenden Spannung nach rechts oder links zu wandern. Man mißt in der üblichen Weise mittels Stoppuhr die Zeit, die zum Durchlaufen von z. B. 10 Skalenteilen der Okularskala benötigt wird und berechnet aus der so bestimmten Aufladegeschwindigkeit des Systems die im Ionisationsgefäß herrschende Stromstärke.

Es wurde nun sehr vorteilhaft befunden, dieses Verfahren ein wenig abzuändern; denn, wenn die an J angelegte Spannung kleiner als 1 Volt ist, so kommt die bei Durchlaufen von zehn Skalenteilen erreichte Aufladung des Elektrometersystems (0·17 Volt) schon im Vergleich hiezu in Betracht und es würde die Wanderungsgeschwindigkeit der Elektrometerschlinge im Gesichtsfeld sich merklich verringern, je weiter man die Aufladung dauern läßt. Außerdem muß dann auch der während der Beobachtungszeit auftretende Ladungsverlust infolge Zerstreung an dem im geerdeten Rohr H befindlichen oberen Teil des Zinkstabes St als Korrektur separat ermittelt und zur beobachteten Aufladung addiert werden.

Man kann diese Komplikationen leicht eliminieren, wenn man dafür sorgt, daß das Potential des isolierten Systems (Elektrometer und Stift St) während der Messung nie wesentlich von Null abweicht; zu diesem Zweck legte ich, z. B. wenn das Ionisationsgefäß J auf positivem Potential gehalten wurde, an die Ladesonde eine kleine negative »Vorspannung« von etwa $-0\cdot1$ Volt an und berührte für einen Moment mit der Sonde den Stift. Ich ließ dann während der eigentlichen Messung das System die Skalenteile -5 durch Null bis $+5$ durchlaufen, d. h. das Potential der inneren Elektrode St variierte nur von $-0\cdot08$ bis $+0\cdot08$ Volt und betrug im Mittel stets Null. Eine Zerstreungskorrektur wird dann überflüssig, da die Zerstreung im ersten Teil der Messung mit der Wanderung des Fadens gleichsinnig, im zweiten Teil ihr aber entgegengesetzt wirkt.¹ Das Verfahren hat überdies den großen Vorteil, daß Isolationsstörungen oder starke Zerstreung im Halsteil H des Elektrometers sich sofort dadurch verraten, daß die Durchlaufzeit für Skalenteil -5 bis 0 merklich kleiner ausfällt als während der Aufladung von Skalenteil 0 bis $+5$.

Während der ganzen Reihe der Beobachtungen, zum Teil unter schwierigen atmosphärischen Verhältnissen, haben sich solche Störungen, dank der bei feuchtem Wetter vorsichtshalber in einem zweiten seitlichen Rohr bei H angebrachten Natriumtrocknung, nie ereignet. Ich bestimmte auch separat noch bei feuchtem Wetter jedesmal die natürliche Zerstreung des oberen Teiles des Systems, indem ich den Stift St bei dem unmittelbar oberhalb SS' angebrachten Gewinde abschraubte und mit der Ladesonde auf $\pm 0\cdot08$ Volt auflud.

¹ Derselbe Kunstgriff wird auch bei den Messungen der durchdringenden Strahlung mittels Einfadenelektrometer auf den Fahrten der Carnegie-Institution angewendet (Carnegie Instit. of Washington, Vol. V, Public. Nr. 175, p. 273, 1925).

Die Zerstreung bei diesen kleinen Potentialen betrug stets weniger als 1% des kleinsten beobachteten Ionisationsstromes und konnte daher vernachlässigt werden, auch wenn ich nicht den oben beschriebenen Kunstgriff mit der »Vorspannung« angewendet hätte.

Als Spannungsquelle für diese »Vorspannung« diente ein auf einem kleinen paraffinierten Brett montierter Hilfsstromkreis, der aus einer Zelle einer Taschenlampenbatterie und drei in Reihe geschalteten auswechselbaren Silitwiderständen von 0·1 bis 2·5 Megohm bestand. Durch Erdung und Abzweigung an passender Stelle war es leicht möglich, jede gewünschte positive oder negative Vorspannung an der Ladungsquelle zu erzielen.

Die Volttempfindlichkeit des Elektrometers wurde vor und nach jeder Messungsreihe durch Anlegen bekannter Spannungen mittels der Potentiometeranordnung oder einfach mittels Normalelement bestimmt, und zwar sowohl für positive als auch für negative Spannungen. Die Empfindlichkeiten für positive und für negative Spannung waren nur um maximal 2% verschieden. Die Proportionalität der Ausschläge mit der angelegten Spannung bis zu etwa 60 Skalenteilen ist eine vollkommene.

Fig. 2 gibt eine photographische Ansicht der gesamten Versuchsanordnung. Elektrometer und Ionisationskammer sind innerhalb eines kräftigen rechteckigen Rahmens aus Bandeisen montiert (in Fig. 1 mit R, R' bezeichnet), der oben und unten mit kräftigen Haken versehen ist. Mittels einer sehr starken Stahlfeder wird dieser Rahmen zwischen zwei an einer vertikalen Wand (z. B. an der Außenwand einer Hütte, an einem Türrahmen u. dgl.) eingeschraubten Eisenträgern festgehalten. Diese Aufstellung ist gegen Erschütterungen recht gut gesichert und auch lebhafte Winde erzeugen nur ein leichtes Erzittern der Elektrometerschlinge im Gesichtsfeld des Mikroskops um etwa $\pm \frac{1}{3}$ Skalenteil. Es ist dies die einzige Befestigungsart, die sich beim Arbeiten im Freien wirklich durchaus bewährt hat. Bei der starken Empfindlichkeit aller Einfadenelektrometer und auch des verwendeten Kolhörster'schen Einschlingenelektrometers gegen Neigungen kommen andere Aufstellungen nicht in Betracht. Die ganze Anordnung einschließlich der Eisenträger läßt sich in 1 bis 2 Stunden leicht zusammenstellen oder auseinandernehmen und für die Reise verpacken. Das Gesamtgewicht aller Apparate einschließlich sechs Anodenbatterien beträgt etwa 50 kg.

Fig. 2 läßt auch die Einzelheiten der Aufstellung deutlich erkennen. Man sieht auch links oben an dem Eisenrahmen montiert den Hilfsstromkreis für die Erzeugung der Vorspannung. Der ganze Apparat ist auf einem Türrahmen eines offenen Balkons angebracht. Hinter der Ionisationskammer ist die auf einem Brett übersichtlich montierte Anordnung der vier Anodenbatterien zur Erzeugung der Hilfsladung für das Elektrometer, rechts am Tisch das Schaltbrett mit dem Potentiometer erkenntlich.

Es sei noch ganz kurz der Vorgang bei der Durchführung jeder Versuchsreihe beschrieben: Zuerst wird die Spannfeder entfernt

und der ganze Apparat mit dem Eisenrahmen nach Öffnung der beiden Vordertüren und des unten angebrachten Deckels durch Hin- und Herschwenken mit frischer Luft gefüllt und wieder verschlossen. Dann wird die Hilfsspannung an das Elektrometer gelegt und die Empfindlichkeit nach Anlegen eines kommutierbaren Weston-Normalelements bestimmt. Hierauf legt man an das Ionisationsgefäß eine genau am Potentiometer einstellbare Spannung an und bestimmt den dabei herrschenden Ionisationsstrom durch mehrmalige Messung der

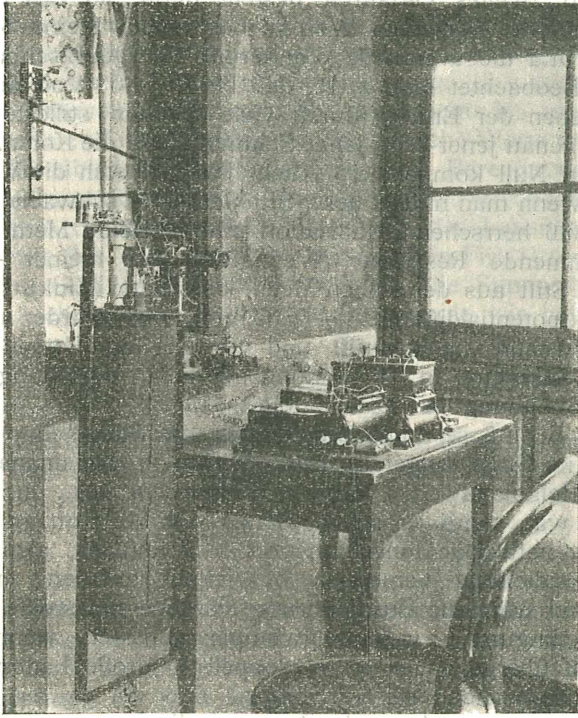


Fig.

Durchlaufzeit für 10 Skalenteile mit der Stoppuhr. Dieser Vorgang wird dann bei vier bis zehn verschiedenen Spannungen wiederholt und so die Charakteristik gewonnen, z. B. bei 250, 25, 10, 5, 2, 1 und 0·5 Volt. Es ist noch zu berücksichtigen, daß wegen der etwaigen Kontaktpotentialdifferenz zwischen Gefäß *J* und Innenelektrode *S* (Fig. 1) die am Voltmeter abgelesenen Potentialdifferenzen nicht genau der wahren Spannungsdifferenz entsprechen. Daher muß man die Kontaktpotentialdifferenz besonders bestimmen. Ich führte dies stets nach zwei verschiedenen Methoden durch.

1. Durch Beobachtung der höchsten Aufladung des isolierten Systems (Elektrometer + Ionisationsgefäß) bei künstlich gesteigerter

Ionisation mittels eines in der Nähe befindlichen in einem Glasröhrchen eingeschmolzenen Mesothorpräparats von 0.1 mg Radiumäquivalent. Dabei bleibt das Ionisationsgefäß geerdet. Man beobachtet sofort nach Abheben der geerdeten Ladesonde eine schwache Wanderung der Quarzschlinge im Gesichtsfeld; nach etwa 3 Minuten wird eine konstante Endstellung erreicht. Beträgt diese z. B. — 5 Skalenteile, d. h. $-\frac{5}{60}$ Volt, so heißt dies, daß die durch Kontaktpotential bewirkte Spannungsdifferenz zwischen Innenelektrode und Außengefäß 0.083 Volt beträgt.

2. Ein zweites Verfahren besteht darin, an das Ionisationsgefäß, z. B. von negativen Werten beginnend, kleine Spannungen anzulegen und die eventuelle Wanderung der Quarzschlinge zu beobachten. Beobachtet man z. B., daß bei $+0.08$ Volt die Schlinge nach Aufheben der Erdung durch viele Minuten stillestehen bleibt, so ist dies genau jener Wert jener Spannung, die die Kontaktpotentialdifferenz zu Null kompensiert. Auch hier läßt sich die Versuchszeit abkürzen, wenn man mittels der γ -Strahlen eines schwachen Präparats die im Gefäß herrschende Ionisation erhöht. Beide Methoden geben übereinstimmende Resultate. Wenngleich bei meiner Anordnung Gefäß und Stift aus demselben Metall bestanden (Zink), betrug doch die Kontaktpotentialdifferenz -0.07 Volt. Sie wurde allmonatlich ein- bis zweimal nachgeprüft und von der am Potentiometer abgelesenen Spannung in Abrechnung gebracht, beziehungsweise bei negativer Spannung zu dieser addiert.

Zum Schluß sei noch etwas über die Stärke der natürlichen Ionisation im Gefäß mitgeteilt. Diese betrug in der emanationsarmen Luft von Helgoland etwa 8 bis 9.6 Ionen $\text{cm}^3/\text{sek.}$, in Tirol 9 bis $16 J$. Sie war somit erheblich kleiner als bei Schlenck, dessen Gefäß eine natürliche Ionisation von $46 J$ aufwies, also schon als merklich radioaktiv verseucht bezeichnet werden muß. Dementsprechend wäre die Durchführung einer Versuchsreihe bei meinen Versuchsbedingungen weit langwieriger gewesen, wenn ich nicht bald darauf übergegangen wäre, doppelt so große Ladungsempfindlichkeit zu verwenden als Schlenck.

Da Schweidler¹ gezeigt hat, daß die gemessenen Werte der Ionenverschwindungskonstante ungefähr dieselben bleiben, auch wenn man die Ionisierungsstärke im Gefäß durch Annähern eines radioaktiven Präparats bis $q = 350 J$ erhöht, so ist es übrigens ziemlich unbedenklich, die Versuchsdauer dadurch abzukürzen, daß man die natürliche Ionisation durch solche Mittel steigert. Ich habe eine Anzahl von Versuchsreihen sowohl mit als ohne künstliche Ionisation von außen ausgeführt und kann Schweidler's Befund (Unabhängigkeit der Verschwindungskonstante vom Absolutwerte von q) durchaus bestätigen. Doch verwendete ich das erwähnte eingeschmolzene MTh-Präparat (Leuchtfarbe) stets in so großen Entfernungen vom Apparat ($1\frac{1}{2}$ bis 2 m), daß die durch dessen β - und γ -Strahlen

¹ Diese Sitzungsber., IIa, 128, 954, 1919.

erzeugte Ionisierungsstärke höchstens 30./ betrug. Dadurch war auch bewirkt, daß das Gefäß in allen Teilen gleich stark ionisiert wurde.

Bei natürlicher Ionisation betrug die Durchlaufzeit für 10 Skalenteile im Falle des Sättigungsstromes 2 bis 4 Minuten; um die Dauer einer Beobachtungsreihe nicht allzu groß werden zu lassen, wurde dann bei kleinen Spannungen, wenn die Stromstärke nur mehr ein Halbes oder ein Viertel des Sättigungswertes betrug, das zu durchlaufende Intervall auf 6 oder 4 Skalenteile beschränkt. Wenn das MTh-Präparat als Zusatzionisator verwendet wurde, war dies natürlich nicht notwendig. Die Schwankungen der einzelnen beobachteten Durchlaufzeiten hielten sich im allgemeinen innerhalb der durch die Ablesegenauigkeit bedingten Grenzen. In einzelnen Fällen, wo größere Abweichungen der Einzelwerte vorkamen, wurde dies durch gelegentliche kleine Nullpunktsänderungen des Instruments bis zu zirka einem Skalenteil während der Messung bewirkt. Solche Werte wurden dann nicht zur Mittelbildung verwendet. Die zur Berechnung der Verschwindungskonstanten nach der Formel (p. 604) verwendeten Apparat- und sonstigen Konstanten sind: Kapazität des Ionisierungsgefäßes allein mit Stift (bis zum Bernstein bei S, S' in Fig. 1) $C = 9 \cdot 14 \text{ cm}$, Volumen des Gefäßes $V = 11.900 \text{ cm}^3$. Für die Summe der Beweglichkeit der leichten Ionen in feuchter Luft wurde wie bei Schlenck der Wert

$$k_1 + k_2 = 1 \cdot 51 + 1 \cdot 36 = 2 \cdot 87 = \text{rund } 2 \cdot 9 \text{ cm/sek. Volt/cm}$$

verwendet. Der Umrechnungsfaktor zur Verwandlung der experimentell erhaltenen Halbwertsspannungen H in β ergibt sich daher

$$\frac{4 \cdot \pi \cdot C (k_1 + k_2)}{V} = 28 \cdot 0 \cdot 10^{-3} \frac{\text{sek.}^{-1}}{\text{Volt}}$$

wenn H in Volt ausgedrückt wird. C wurde als Differenz zwischen den beiden nach der Harms'schen Methode experimentell bestimmten Kapazitäten der Gesamtanordnung ($16 \cdot 89 \text{ cm}$) und des Elektrometers mit der Zuleitung bis zum Ionisationsgefäß ($7 \cdot 75 \text{ cm}$) erhalten.

Die Voraussetzung, daß die Summe der Ionenbeweglichkeiten bei jedem Versuch mit natürlicher, nicht eigens getrockneter Freiluft denselben konstanten Wert hat, ist, wie Schweidler ausdrücklich bemerkt,¹ der schwache Punkt der Methode. In Wirklichkeit werden die Schwankungen dieser Größe unter verschiedenen Witterungsverhältnissen vielleicht $\pm 20\%$ erreichen. Doch spielen für unsere Zwecke, wo es hauptsächlich auf die Feststellung der eventuellen Unterschiede in der Größenordnung der Ionenverschwindungskonstante an verschiedenen Orten ankam, diese Abweichungen keine ausschlaggebende Rolle. Bei den Versuchen in Helgoland und in Graz (360 m), wo der Luftdruck vom Normalwert 760 mm nur um wenige Prozent abweicht, wurde stets der gleiche, oben erwähnte Wert für die

¹ Laut brieflicher Mitteilung.

Summe der Ionenbeweglichkeit verwendet. Nur bei den Versuchen in Lans (Tirol) in 880 *m* Seehöhe und in Küb am Semmering (550 *m*) schien es ratsam, entsprechend dem Verhältnisse der mittleren Luftdrucke $\frac{688}{760} = 0.905$ (Lans) und $\frac{710}{760}$ (Küb) die Summe der Beweglichkeiten zu 3.2, beziehungsweise 1 *cm/sek.* Volt/*cm* anzusetzen, was den Umwandlungsfaktor für β auf $30.9 \cdot 10^{-3}$ (Lans), beziehungsweise $30.0 \cdot 10^{-3}$ (Küb) erhöht.

§ 4. Die Ergebnisse der Beobachtungen.

a) Vorversuche in Graz und in Küb am Semmering.

Die Vorversuche in Graz wurden in einem ungeheizten Zimmer des physikalischen Institutes bei geöffnetem Fenster in der Zeit vom 16. März bis 4. April 1927 vorgenommen. Das Institut liegt von Gärten umgeben im NO der Stadt, mehrere Kilometer vom Industrieviertel der Stadt entfernt, ist also verhältnismäßig wenig Rauchstörungen ausgesetzt. Es ergaben sich an heiteren, trockenen Tagen folgende Einzelwerte der Verschwindungskonstante:

$$90, 67, 42, 66, 36, 28, 36 \cdot 10^{-3};$$

$$\text{im Mittel } \beta = 52 \cdot 10^{-3} \text{ sek.}^{-1}, \text{ d. h. } \vartheta = 19.2 \text{ sek.}$$

Sodann wurde zur Erprobung der Aufstellung der Apparate im Freien Beobachtungsreihen im April während eines zweiwöchentlichen Aufenthaltes in Küb am Semmering (550 *m* Seehöhe) auf der Steinterrasse einer innerhalb eines Parkes gelegenen, unbewohnten Villadurchgeführt. Dem Besitzer der Villa Prof. Dr. T. Rella sei an dieser Stelle für sein Entgegenkommen besonders gedankt. Da die zuerst probierten Aufstellungsmethoden sich bei Wind nicht bewährten, konnten nur fünf einwandfreie Versuchsreihen durchgeführt werden. Die Einzelwerte waren

$$40, 64, 20, 27, 17 \cdot 10^{-3} \text{ sek.}^{-1};$$

$$\text{der Mittelwert } \beta = 33.6 \cdot 10^{-3} \text{ sek.}^{-1}, \vartheta = 29.8 \text{ sek.}$$

Die Beobachtungen wurden bei stark böigem Westwind und meist sehr klarer Fernsicht ausgeführt, bei 50 bis 70% relativer Feuchtigkeit und 9 bis 12° C.

Die Ionisierungsstärke im Apparat betrug in Graz bei Zimmerversuchen meist 19 *J*, in einem Fall sogar 35 *J*, in Küb nur 13 *J*, entsprechend dem kleineren Emanationsgehalt der Freiluft.

b) Versuche auf Helgoland, Oberland.

Nachdem durch die Vorversuche das gute Funktionieren der Apparate erprobt war, wurde für Juni ein mehrwöchentlicher Aufenthalt auf Helgoland vorbereitet. Hiefür und insbesondere für Sicherung geeigneter Aufstellungsplätze auf Helgoland bin ich der staatlichen

biologischen Anstalt auf Helgoland zu Dank verpflichtet. Die Anstalt stellte mir auch wiederholt Personal zur Hilfeleistung bei Neu-aufstellungen, bei Transporten und bei der Verpackung zur Verfügung und ermöglichte auch die Durchführung der (am Schlusse zu besprechenden) Versuche über Höhenstrahlung auf der Landungsbrücke und an Bord des Expeditionsschiffes »Augusta«. Es ist mir eine angenehme Pflicht, den Herren der biologischen Anstalt, Direktor Prof. Dr. Mielck, Prof. Dr. Hagmeier und Dr. Hertling, sowie Dr. Wulff und auch der Kurverwaltung für ihr Entgegenkommen bestens zu danken.

Die erste Reihe von Beobachtungen wurde auf einem offenen Balkon der Villa Redell¹ auf dem Oberland der Insel ausgeführt, wobei der Apparat am Türrahmen der Balkontür angeschraubt wurde. Die genannte Villa hat gegen O und S freie Lage und schien von den zur Auswahl vorliegenden Häusern noch am besten geeignet. Es durfte freilich nicht übersehen werden, daß die relativ dichte Besiedlung des Unterlandes und der nördlich von der genannten Villa gelegenen Partie des Oberlandes der Insel gelegentlich zu Rauchstörungen Anlaß geben kann. Solche waren insbesondere bei Nord- und Ostwinden zu befürchten; wie ein Blick weiter unten auf Tabelle 1 zeigt, sind abnorm große Werte der Verschwindungskonstante β im ganzen dreimal beobachtet worden, jedesmal bei merklichem Rauchgeruch. Es wurden daher, wenn irgend möglich, die Beobachtungsstunden so gewählt, daß Rauchstörungen von den Kaminen der Häuser wenig zu befürchten waren, d. h. die frühen Morgen- und späten Abendstunden.

Die Reihe von Beobachtungen am Oberland enthält 23 Einzelmessungen. Sie sind in der folgenden Tabelle 1 zusammengestellt, wobei noch einige meteorologische Daten, wie Barometerstand, Temperatur, relative Feuchtigkeit nach Angabe eines Aneroides und eines Lambrecht'schen Polymeters sowie Bewölkung, Windrichtung und -stärke nach Schätzungen mitangegeben sind. Bei der geringen Zahl der Messungen ist es freilich nicht möglich, schon jetzt eine Abhängigkeit der Verschwindungskonstante von meteorologischen Elementen herauszuarbeiten. Immerhin aber glaube ich, daß diese Angaben später, wenn einmal größeres Beobachtungsmaterial vorliegt, mitverwendet werden können. Die Rubrik »Gezeitenstand« mit den Einzelangaben H. W. (Hochwasser), N. W. (Niedrigwasser) und M. W. (Mittelwasserstand) wurde mitaufgenommen, da G. Lüdeling² bei seinen Messungen des Staubkerngehaltes auf Helgoland beobachtet hat, daß zur Zeit des Niedrigwassers manchmal abnorm große Kernzahlen auftreten, besonders bei Sonnenschein. Es wird dies von ihm auf die Verdunstung über den bei Niedrigwasser zutage tretenden

¹ Ich benütze gern die Gelegenheit, hier der Besitzerin der Villa, Frau Friedrichs für ihre Zuvorkommenheit zu danken.

² Ergebnisse der meteorol. Beobachtungen in Potsdam 1901 (Veröffentl. d. Preuß. Meteor. Instituts) (Asher & Co.), Berlin 1904, p. XXIII.

Tabelle 1: Helgoland, Oberland (Balkon der Villa Redell).

Nr.	Datum	$10^3 \cdot \beta$	Φ (sek.)	Luftdruck <i>mm</i>	Temperatur in Grad Celsius	Relative Feuchtig- keit in Proz.	Be- wölkung	Wind und Wetter	Gezeiten- stand	Anmerkung
1	4. VI. 21 ^h	(149)	(7)	762	13	78	$\frac{1}{4}$	NW 5	N. W.	Rauchgeruch
2	5. VI. 10 ^h 30	48	20	760	11	67	$\frac{1}{4}$	S 4, böig	N. W.	
3	6. VI. 9 ^h 30	44·5	22·5	754	14	77	trüb	E 3, regnerisch	N. W.	
4	6. VI. 22 ^h 30	(122)	(8)	760	9	80	$\frac{3}{4}$	E 4	N. W.	Rauchgeruch
5	8. VI. 6 ^h 20	22	45·5	758	9	70	$\frac{1}{2}$	E 4	H. W.	
6	9. VI. 5 ^h 40	16	63	760	9	70	$\frac{1}{4}$	W 3—4	H. W.	
7	10. VI. 6 ^h 50	73	14	761	9	70	0	NW 4	H. W.	
8	11. VI. 4 ^h 30	52	19	763	9	78	0	0	N. W.	
9	12. VI. 8 ^h 10	40	25	764	10	80	0	E 6	H. W.	
10	12. VI. 15 ^h 45	58	17	764	16	68	$\frac{3}{4}$	SE 3	N. W.	
11a	12. VI. 20 ^h 30	36	28	764	12	63	$\frac{1}{2}$	E 3	H. W.	
11b	12. VI. 21 ^h 30	29 (—)	34	764	11	68	$\frac{1}{2}$	E 3	H. W.	
12a	13. VI. 7 ^h 45	50	20	764	12	95	$\frac{3}{4}$	E 5	M. W.	
12b	13. VI. 9 ^h	43 (—)	23	764	12	95	$\frac{3}{4}$	E 5	M. W.	
13a	13. VI. 16 ^h 40	72	14	764	16	70	$\frac{1}{2}$	E 3	N. W.	
13b	13. VI. 17 ^h 40	67 (—)	15	764	16	70	$\frac{1}{2}$	E 3	N. W.	
14a	13. VI. 20 ^h 35	31	32	763	16	67	$\frac{3}{4}$	SE 2, klar	M. W.	
14b	13. VI. 21 ^h 40	31 (—)	32	763	16	67	$\frac{3}{4}$	SE 2, klar	M. W.	
15a	14. VI. 8 ^h 45	40	25	762	17	74	$\frac{1}{2}$	S 2, klar	M. W.	
15b	14. VI. 10 ^h	37·5 (—)	27	762	17	74	$\frac{1}{2}$	S 2, klar	M. W.	
16	14. VI. 21 ^h	47	21	764	12	90	0	NW 4, klar	M. W.	
17	15. VI. 7 ^h 40	53	19	767	11	75	0	N 2, klar	N. W.	
18	15. VI. 11 ^h 30	(169)	(6)	768	16	77	0	N 4, sehr klar	H. W.	Rauchgeruch

Gesamtmittel der 23 Messungen: $\beta = 57 \cdot 8 \cdot 10^{-3}$ sek.⁻¹, $\Phi = 17 \cdot 3$ sek.Mittel bei Ausschluß der drei gestörten Werte: $\beta = 44 \cdot 9 \cdot 10^{-3}$ sek.⁻¹, $\Phi = 22 \cdot 3$ sek.

schlamm- und vegetationsbedeckten Flächen seichter Meeresteile zurückgeführt, wobei er meint, daß hierbei kleinste Salzteilchen mit in die Luft geführt werden, die dann als Kerne im Aitken'schen Instrument mitgezählt werden. Natürlich würden solche Kerne zur vermehrten Bildung von großen Ionen durch Anlagerung kleiner Ionen an ungeladene Salzpartikel Anlaß geben und bei meinen Messungen durch große Werte der Verschwindungskonstante sich bemerkbar machen.

In der Tabelle sind sowohl die mit 10^3 multiplizierten Werte der Ionenverschwindungskonstante als auch deren Reziprokwerte β , die mittlere Lebensdauer der leichten Ionen in Sekunden angegeben. Der Mittelwert der 20 Messungen (bei Ausschluß der gestörten Werte) ist

$$\beta = 44 \cdot 9 \cdot 10^{-3} \text{ sek.}^{-1}, \quad \beta = 22 \cdot 3 \text{ sek.},$$

also nicht viel verschieden von den bei den Vorversuchen in Graz und Küb erhaltenen Werten. Es ist dies einigermaßen überraschend. Die Diskussion dieser Ergebnisse und ihrer Auswirkung in bezug auf die Ionisierungsbilanz wird gemeinsam mit denen im Unterland am Schluß dieser Abhandlung gegeben werden. In Tabelle 1 sind auch fünf Versuchsreihen angeführt, in denen bei einer und derselben Luftfüllung der Ionisierungskammer einmal mit positiver, dann mit negativer Aufladung gearbeitet wurde. Die letzteren sind durch ein beigesehtes (—) Zeichen kenntlich gemacht. Der Unterschied ist, wie man aus den Versuchen Nr. 11, 12, 13, 14 und 15 ersehen kann, gering. Meist fallen die bei negativer Ladung der Kammer erhaltenen Werte um einige Prozent kleiner aus, als bei positiver Ladung. Was nun die absolute Größe der erhaltenen Werte anbelangt, war zunächst die Möglichkeit in Betracht zu ziehen, daß der gewählte Beobachtungsort doch leichten Störungen durch die Rauchgase von den Kaminen der Häuser des Oberlandes und Unterlandes ausgesetzt sei und sich daher infolgedessen beständig hohe Werte der Verschwindungskonstante ergeben. Ich hatte für die erste Beobachtungsreihe andererseits absichtlich das Oberland gewählt, da dort Störungen durch Verspritzen der Wellen bei bewegter See kaum zu befürchten waren. Freilich ist zuzugeben, daß der Balkon der Villa Redell keineswegs den Anforderungen eines störungsfreien Beobachtungsortes entspricht. Am Oberland war aber zur Zeit kein besserer Platz aufzutreiben, da der Standort der Apparate ja doch vor Witterungseinflüssen geschützt sein mußte. Die Nordwestspitze der Insel, das sogenannte Nordkap wäre für Beobachtungen der einzige in Betracht kommende, völlig störungssichere Aufstellungsplatz; doch bestand dort keine Unterkunftsmöglichkeit und so mußte ich für die weiteren Messungen zunächst wohl einen Standort im Unterland suchen. Es war wohl auch die Möglichkeit vorhanden, die Apparate auf der Düne, einer im SO Helgolands in $1\frac{1}{2}$ km Entfernung gelegenen flachen aus Sand bestehenden kleinen Insel aufzustellen, auf welcher die Seebadeanlagen sich befinden. Doch wurde davon abgesehen, da die in Betracht kommenden Hütten einerseits nicht genügend frei

am Strand gelegen waren und andererseits bei dem vorhandenen stürmischen Wetter Störungen durch Flugsand und Gischt der Brandung zu befürchten waren.

c) Beobachtungen im Hafengebiet von Helgoland.

Das eigentliche Unterland der Insel Helgoland ist selbst viel zu dicht besiedelt, als daß es für luftelektrische Messungen in Betracht käme. Doch bieten die nach Kriegsende größtenteils zerstörten Anlagen des weit nach S geschobenen Hafens mehrere Aufstellungsmöglichkeiten. Da es nicht anging, in der kurzen zur Verfügung stehenden Zeit und bei den augenblicklich zur Verfügung stehenden Mitteln eine eigene Beobachtungshütte auf dem geeignetsten Punkt, dem Ende der Ostmole aufzustellen, so verfuhr ich in der Weise, daß ich die Apparate in einem direkt an der Hafenmauer gelegenen Laboratoriumsgebäude der staatlichen biologischen Anstalt im Erdgeschoß, vor dem Erdfeld geschützt, an einem Türrahmen befestigte und dort die Messungen durchführte, während die Ionisationskammer selbst vor jeder Versuchsreihe bis zum Ende der 360 m frei ins Meer hinausragenden Ostmole oder an andere von Rauchstörungen gesicherte Orte gebracht, dort gründlich gelüftet und verschlossen zurückgetragen wurde. Die Ostmole ist ein Steindamm, der bei höchstem Wasserstand etwa 4 m über die Meeresoberfläche herausragt und relativ wenig der Brandung ausgesetzt ist. Der Endpunkt ist etwa $1\frac{1}{2}$ km von der Hauptinsel entfernt, die von dort aus betrachtet einen Gesichtswinkel von nur etwa 30° einnimmt. Nur bei Nordwestwind wird also Luft vom bewohnten Teil der Insel herübergetragen. Die folgende Tabelle 2 enthält die 20 Einzelmessungen, die im Hafenlaboratorium erhalten wurden.

Auch hier wäre es verfrüht, nach Abhängigkeiten der β von den angegebenen meteorologischen Elementen zu suchen. Der Mittelwert der Verschwindungskonstante

$$\beta = 35 \cdot 3 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$$

beziehungsweise der mittleren Lebensdauer der Ionen

$$\beta = 28 \cdot 2 \text{ sec}$$

ist jedenfalls um 20% niedriger (beziehungsweise die Lebensdauer um 20% höher) als am Oberland, aber noch immer wesentlich größer als man in kernarmer Seeluft erwarten würde.

Es trifft sich nun sehr günstig, daß auf Helgoland vor mehr als 20 Jahren (1903) G. Lüdeling¹ eine längere Beobachtungsreihe mit dem Aitken'schen Kernzählapparat ausgeführt hat, und

¹ Veröffentlichungen des Königlich Preussischen Meteorologischen Institutes Berlin 1904 (Asher u. Co.) Ergebnisse der meteorologischen Beobachtung in Potsdam 1901, p. XXXIII.

Tabelle 2: Helgoland, Hafen.

Nr.	Datum	$10^3 \cdot \beta$	ϑ (sek.)	Luftdruck <i>mm</i>	Temperatur in Grad Celsius	Relative Feuchtig- keit in Proz.	Be- wölkung u. Nieder- schläge	Wind, Sicht	Gezeiten- stand	Ort der Entnahme
19	15. VI. 17 ^h	28	35	769	11	60	heiter	N 3, klar	N. W.	Hafenmauer
20 ^a	16. VI. 9 ^h	23	43	771	11	72	heiter	SE 3, klar	M. W.	Molenspitze
20 ^b	16. VI. 10 ^h 30	15	66	771	12	70	heiter	SE 3, klar	M. W.	Molenspitze
21	16. VI. 11 ^h 50	33	30	770	13	67	heiter	SSE 3, fast klar	H. W.	Innenhafen
22	16. VI. 17 ^h	39	26	767	13	72	heiter	SE 2, fast klar	M. W.	Hafenmauer
23	17. VI. 9 ^h 10	69	14	760	15	84	heiter	S 5, dunstig	M. W.	Molenspitze
24	17. VI. 11 ^h 30	84	12	758	16	88	heiter	S 3, dunstig	H. W.	Hafenmauer
25 ^a	18. VI. 9 ^h	30	33	758	15	90	$\frac{1}{2}$ bewölkt	SW 4, dunstig	N. W.	Molenspitze
25 ^b	18. VI. 10 ^h 20	26	39	758	15	90	$\frac{1}{2}$ bewölkt	SW 4, dunstig	M. W.	Molenspitze
26	18. VI. 11 ^h 30	36	28	758	15	85	heiter	SW 5, dunstig	M. W.	Westküste
27	18. VI. 17 ^h 20	42	24	759	16	83	heiter	WSW 4, dunstig	M. W.	Molenspitze
28	19. VI. 8 ^h 40	44	23	749	15	84	Regen	SW 6, dunstig	N. W.	Innenhafen
29	19. VI. 10 ^h 25	43	23	748	12	100	Regen	SW 6, dunstig	N. W.	Innenhafen
30	19. VI. 15 ^h 30	26	38	745	11	98	trüb	W 7, dunstig	H. W.	Innenhafen
31	19. VI. 17 ^h	37	27	742	11	98	Regen	W 7, dunstig	M. W.	Innenhafen
32	20. VI. 8 ^h 40	24	42	755	14	84	trüb	W 7, dunstig	N. W.	Innenhafen
33	20. VI. 9 ^h 40	22	45	756	13	83	trüb	W 7, dunstig	N. W.	Molenspitze
34	20. VI. 10 ^h 45	28	36	755	13	80	trüb	W 7, dunstig	N. W.	Molenspitze
35	20. VI. 16 ^h 36	31	32	760	12	92	trüb	W 5, dunstig	H. W.	Molenspitze
36	21. VI. 18 ^h	25	40	762	12	90	trüb	W 5, dunstig	M. W.	Molenspitze

Mittelwert der 20 Einzelwerte: $\beta = 35 \cdot 3 \cdot 10^{-3}$ sek.⁻¹; $\vartheta = 28 \cdot 3$ sek.

zwar gerade im Juni, also in demselben Monat, in dem meine Messungen durchgeführt wurden. Er findet im Mittel

auf dem Oberland	..3800 Kerne pro Kubikzentimeter
auf der Düne3100

und eine sehr deutliche Abhängigkeit der Kernzahl auf der Düne von der Windrichtung, d. h. dem Orte der Herkunft der Luft:

Windrichtung	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW
Zahl der Kerne pro 1 cm^3	1650	900	--	12.200	20.500	2550	1900	2600

d. h. wirklich hohe Kernzahlen sind nur bei ausgesprochenem Landwind (S, SE) beobachtet worden. Doch zeigten Versuche desselben Verfassers bei starker Brandung am Strande und im Gischt der Schaufelräder des Dampfers »Cobra«, daß offenbar auch Salzteilchen in der Luft die Rolle der Kondensationskerne im Aitkenschen Apparat übernehmen können. Wurden doch in den letztgenannten Fällen mehr als 10.000 Kerne pro Kubikzentimeter festgestellt. Auch die Untersuchungen Lüdelings auf dem Rotersand-leuchtturm¹ in der Nordsee lieferten analoge Ergebnisse.

Aus Lüdelings Arbeiten kann man den Schluß ziehen, daß »reine« Meerluft etwa 2000 bis 3000 Kondensationskerne pro Kubikzentimeter enthält, von denen ein großer Teil Salzteilchen sein dürften.

Für unseren Fall, d. h. für die Ionenvernichtung durch Anlagerung an Kerne, ist es wohl gleichgültig, woraus die Kerne bestehen; maßgebend ist ihre Zahl. Und da man nun in »reiner« Landluft, also an Orten in wald- und wiesenreichen Gebieten, wo Rauchgase völlig fehlen, auch im allgemeinen nicht mehr als 3000 Kerne pro Kubikzentimeter erhält², so ist zu folgern, daß demgemäß in solcher Landluft die Ionenverschwindungskonstante im Mittel nicht wesentlich größere Werte als etwa $30 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ annehmen wird. Da die Vorversuche in Küb zu wenig zahlreich waren, so führte ich zur Prüfung dieser Schlußfolgerung noch eine Reihe von etwa 20 Messungen der Größe β in Tirol aus, über die weiter unten berichtet wird.

Zur Diskussion der im Hafenlaboratorium von Helgoland erhaltenen Werte sei noch bemerkt, daß die Extremwerte von β (15, beziehungsweise $84 \cdot 10^{-3}$) voneinander weniger verschieden sind als auf dem Oberland. Rauchstörungen sind also anscheinend nicht vorgekommen, da ich sorgfältig darauf achtete, Lüftung und Füllung der Ionisationskammer nur bei völliger Abwesenheit von

¹ Veröffentlichungen des Preußischen Meteorologischen Institutes Nr. 192 (Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen 1904), Berlin 1908, S. 38.

Wilhelm Schmidt, Meteorologische Zeitschrift. 281, 1918.

Fahrzeugen, wie Dampfern, Motorbooten, Fischerbarken mit Hilfsmotor durchzuführen.

Eigene Parallelmessungen des Kerngehaltes der Luft konnte ich, da ich auf mich allein angewiesen war, leider nicht ausführen; denn die Bedienung der Anordnung zur Bestimmung der Verschwindungskonstante nimmt einen Beobachter völlig in Anspruch.

Eine Sichtung der Werte von β nach dem gleichzeitigen Stande der Gezeiten für Oberland und Hafen zusammen ergibt

bei Niedrigwasser im Mittel $\bar{\beta} = 44 \cdot 10^{-3}$	
Mittelwasser	$37 \cdot 10^{-3}$
Hochwasser	$39 \cdot 10^{-3}$

Der von Lüdeling (vgl. p. 617) festgestellte lokale Einfluß des Niedrigwassers in Helgoland ist also bei der Verschwindungskonstante kaum feststellbar.

Ordnet man die in Tabelle 1 und 2 angegebenen, nicht gestörten Werte von β nach der Windrichtung, so erhält man folgende Zahlen (die in Klammern gesetzten Ziffern bedeuten die Zahl der Beobachtungen, die jeweils zur Mittelbildung verwendet worden ist):

Windrichtung	E	SE	S	SW	W
$10^3 \cdot \beta$	45	33	60	36	28
	(9)	(7)	(5)	(5)	(9)

Für die nicht angegebenen Windrichtungen liegen keine oder zu wenig Messungen vor. Man kann aus dieser Tabelle im Einklang mit Lüdeling's Kernzählungen den Schluß ziehen, daß direkt vom Festland her wehende Winde (S) die meisten Kerne enthalten und daher auch die höchsten Werte der Verschwindungskonstante β ergeben.

d) Beobachtungen in Tirol.

Zum Vergleich mit den Helgoländer Messungen wurde vom 22. August bis 11. September 1927 eine Reihe von 21 Messungen der Verschwindungskonstanten in Lans (Tirol) ausgeführt, und zwar auf einem 10 m^2 großen, nach NW völlig offenen Balkon im zweiten Stockwerk der Villa Scheidle, eines außerhalb des Dorfes Lans gelegenen, zweistöckigen Landhauses. Lans liegt im Innsbrucker Mittelgebirge, 880 m über dem Meere, gerade am Fuße des Patscherkofels (2248 m), eines bekannten Innsbrucker Ausichtsberges. Die vor der Villa Scheidle vorüberführende Straße ist wenig befahren und gibt zu Staubbentwicklung selten Anlaß. Vor der Villa sind Wiesen und Felder, die sich bis zum Rücken des 1 km entfernten Lanser Kopfes (960 m) ausdehnen. Lans liegt auf einem Hochplateau etwa 300 m über der Talsohle des Inntales und ist etwa 10 km von der Kette des Karwendelgebirges (2500 m) entfernt.

Der Apparat wurde wieder auf einem Türrahmen angeschraubt und zur Lüftung auf dem Balkon stehen gelassen oder im Freien ausgeschwenkt. Ein weit vorstehendes Dach entzog den Apparat völlig dem Einflusse des Erdfeldes.

Dem Besitzer der Villa, Herrn Oberlehrer Josef Scheidle, sei auch hier für sein freundliches Entgegenkommen bei der Aufstellung dieser und anderer Apparate herzlich gedankt.

Tabelle 3 enthält die Zusammenstellung der in Lans erhaltenen Werte von β , beziehungsweise der reziproken β , wieder zusammen mit den wichtigsten meteorologischen Daten. Die Windstärke wurde wieder nach der zwölfteiligen Beaufort'schen Skala geschätzt, die Intensität der Sonnenstrahlung nach der üblichen dreistufigen Skala (\odot^0 bedeutet ganz schwach durchscheinende Sonne). Die Transparenz der Luft wurde nach einer sechsstufigen Skala geschätzt; es bedeutet: Sicht I völlige Transparenz der Luft bis über 10 km, Sicht II bis über 5 km, Sicht III bis über 3 km, Sicht IV bis über 1 km, Sicht V von einem halben bis 1 km, VI Nebel. Die Bewölkung ist nach der zehnstufigen Skala angegeben (10 = ganz bewölkt).

Das Gesamtmittel (21 Messungen) beträgt

$$\beta = 30,6 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}, \beta = 32,7 \text{ sek.}$$

Die Verschwindungskonstante ist also im Mittel noch etwas kleiner als im Hafengebiet von Helgoland, was darauf hindeutet, daß die Landluft in Lans noch etwas weniger Kondensationskerne besitzt, als die Seeluft im Hafen von Helgoland.

Auch die Lanser Beobachtungen sind zu wenig zahlreich, um die Zusammenhänge zwischen der Verschwindungskonstante und den meteorologischen Elementen im einzelnen erkennen zu lassen. Immerhin sind aber einige Beziehungen doch herauszulesen:

Am ehesten ist vielleicht der Einfluß der Sichtigkeit der Luft erkennbar, was ja von vornherein zu erwarten ist, nachdem der Gehalt der Luft an Kondensationskernen vorwiegend den Grad der Transparenz der Luft bestimmt.¹ Faßt man die Werte von β für klare Luft (Sicht I bis III) und trübe Luft (Sicht IV und V) zusammen, so erhält man für erstere $\beta = 29 \cdot 10^{-3}$, für letztere $\beta = 34 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$.

Analog ergibt Sichtung der Werte von β für trockene Tage (relative Feuchtigkeit unter 70%) als Mittelwert $\beta = 29 \cdot 10^{-3}$, für feuchte Tage (relative Feuchtigkeit über 70%) $32 \cdot 10^{-3}$. Dagegen liefern die Tage mit Sonnenschein (12 Werte) und ohne Sonnenschein (9 Werte) praktisch denselben Mittelwert ($30,6$, beziehungsweise $30,7 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$). Es ergeben sich daraus also keine Anzeichen für Bildung von Adsorptionskernen durch Sonnenstrahlung.

¹ Hann-Süring, Handbuch der Meteorologie, 4. Auflage, Tauchnitz, 1926, p. 16.

Tabelle 3: Lans in Tirol (Balkon der Villa Scheidle).

Nr.	Datum, Stunde	$10^3 \cdot \beta$	\mathcal{A} (sek)	Luftdruck <i>mm</i>	Tem- peratur in Grad Celsius	Relative Feuchtig- keit in Proz.	Bewöl- kungs- grad	Sonne oder Nieder- schlag	Wind	Sicht	Anmerkungen
1	23. VIII. 9 ^h 30	40	25	688	16	79	10	—	0	V	—
2	23. VIII. 15 ^h 30	35	29	687	21	60	8	zeitw. \odot^1	0	IV	—
3	24. VIII. 9 ^h	32	31	687	14	80	6	\odot^1	oben W	II	—
4	25. VIII. 14 ^h 45	21	47	688	16	47	1	\odot^2	W 2	I	—
5	27. VIII. 15 ^h 30	19	52	693	12	58	10	—	oben W	III	Neuschnee bis 1800m
6	28. VIII. 15 ^h	24	41	694	18	43	0	\odot^2	E 2	I	—
7	29. VIII. 15 ^h 45	22	45	693	21	37	0	\odot^2	N 1	I	—
8	30. VIII. 10 ^h	34	30	694	15	69	0	\odot^2	N 1	II	—
9	31. VIII. 9 ^h 30	29	35	694	15	74	0	\odot^2	0	II	—
10	1. IX. 15 ^h 30	26	38	692	24	41	0	\odot^2	E 2	II	—
11	1. IX. 22 ^h	30	33	692	13	86	0	—	0	II	Nachtversuch
12	2. IX. 16 ^h	36	28	692	24	46	0	\odot^2	E 2	III	—
13	3. IX. 12 ^h	33	30	691	19	59	0	\odot^2	0	III	—
14	4. IX. 10 ^h	39	26	689	16	83	8	\odot^0	0	V	Vor Westwetter- einbruch
15	5. IX. 15 ^h	28	36	688	16·5	83	10	—	E 4	IV	Am Vortage starker Regen
16	7. IX. 10 ^h	36	27	691	17	68	0	\odot^2	0	II	—
17	8. IX. 15 ^h	28	35	690	12·5	90	10	$\downarrow\downarrow\downarrow$	0	V	Landregen
18	9. IX. 12 ^h	27	37	689	14	70	10	—	0	IV	6 ^h nach Regen
19	10. IX. 11 ^h	43	23	688	14	73	10	—	0	IV	—
20a	11. IX. 16 ^h	27	37	682	13	72	10	—	W 5	III	—
20b	11. IX. 18 ^h	34	30	681	12	78	10	—	W 4	III	—

Mittel aus allen 21 Messungen: $\beta = 30 \cdot 6 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$, $\mathcal{A} = 32 \cdot 7 \text{ sek}$,

Endlich ist noch bemerkenswert, daß die Extremwerte in Lans (19 und $43 \cdot 10^{-3}$) viel weniger voneinander abweichen als die auf Helgoland.

§ 5. Experimentelle Prüfung des linearen Wiedervereinigungsgesetzes.

Wie bereits in der Einleitung dargelegt, ergibt sich bei Gültigkeit des linearen Wiedervereinigungsgesetzes für die Abhängigkeit der Werte i/E von i eine Gerade, aus deren Neigung der Halbwertsspannung, beziehungsweise der Wert der Verschwindungskonstante β errechnet wird. Da die Gültigkeit dieses Gesetzes in kernhaltiger Luft bereits von W. Schlenck (l. c.) in Innsbruck er-

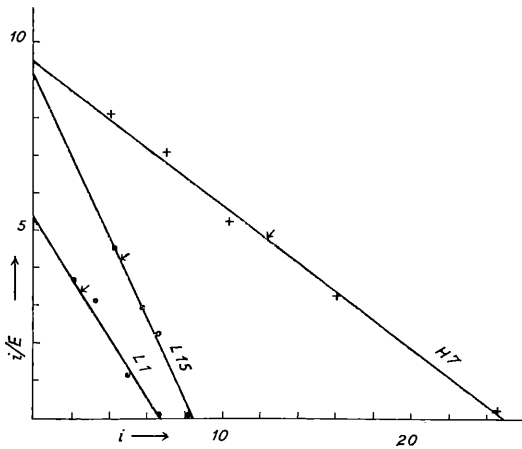


Fig. 3.

wiesen worden ist, so konnte ich mich darauf beschränken, vollständige $i/E:i$ -Diagramme nur gelegentlich, etwa bei jedem vierten Versuch, aufzunehmen.¹ Je besser sich die experimentell gefundenen i/E -Werte in eine Gerade einfügen, desto besser ist dann das lineare Wiedervereinigungsgesetz als gültig erwiesen.

Vorstehende Fig. 3 zeigt als Beispiel einige typische Diagramme, und zwar H 7 von Helgoland (Tabelle 1, Nr. 7), L 1 und L 15 von Lans (Tabelle 3, Nr. 1 und 15).

Die Abszissen bedeuten die Stromwerte in 10^{-5} elektrostatischen Stromeinheiten. Die Ordinatenwerte i/E sind durch Division der entsprechenden i -Werte durch die zugehörigen in Volt ausgedrückte Spannungen gewonnen. Die Punkte, die der Halbwertsspannung entsprechen, sind durch einen kleinen Pfeil gekennzeichnet.

¹ Gewöhnlich wurden je vier Wertepaare i/E experimentell bestimmt. Bei den ausführlichen Versuchen wurden aber acht bis zehn Punkte aufgenommen bis zu etwa einem Fünftel des Sättigungsstromes herab.

Die Abweichung der einzelnen Punkte von der Geraden, beziehungsweise die Abweichungen der Einzelmessungen untereinander kann in Einzelfällen 10% des betreffenden Wertes erreichen, besonders dann, wenn nur die natürliche Ionisation im Gefäße wirksam ist. Auch länger dauernde Änderungen im Betrage dieser Ionisation können natürlich im Verlaufe einer Messungsreihe von ein- bis dreistündiger Dauer leicht eintreten, schon wegen der natürlichen Schwankungen der Intensität der Höhenstrahlung (Ultragammapstrahlung) und des Emanationsgehaltes der Luft im Gefäß. Bei den Einzelmessungen kommen dazu noch die Schweidler'schen Schwankungen der α -Strahlung innerhalb des Gefäßes. Diese herrschte übrigens im vorliegenden Falle nicht vor, wie bei der Schlenck-

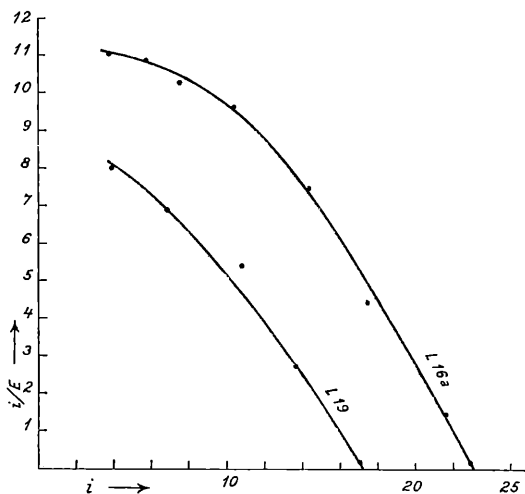


Fig. 4.

schen Versuchsanordnung. In Fällen, wo ich die Ionisation künstlich durch das Mesothorpräparat steigerte, beruhte sogar mehr als 75% der Gesamtionisation auf β - und γ -Strahlung von außen.

Bei künstlich gesteigerter Ionisation habe ich hie und da wohl kleine, systematische Abweichungen der i/E -Charakteristik von der Geraden bemerkt. In Fig. 4 gibt Kurve L 19 ein Beispiel hierfür. Die Gerade biegt bei kleineren i -Werten in eine flache Kurve um, die konkav zur i -Achse läuft, d. h. die Leitfähigkeit bei kleiner Spannung ist etwas kleiner, als es dem linearen Wiedervereinigungsgesetz entspräche, die Wiedervereinigung ist stärker. Dieses scheinbare Größerwerden der Verschwindungskonstante (Verflachung der Neigung der Geraden) mit wachsendem i/E wird wohl darauf zurückzuführen sein, daß in dem Ausdruck $\beta = \alpha n + b$ das erste Glied bei größerer Zahl von anwesenden Ionen schon merk-

lich ins Gewicht fällt. Diese Auffassung wird weiter bestätigt durch Kurve L 16a in vorstehender Figur, welche zur Untersuchung dieser Abweichungen eigens bei sehr starker künstlicher Ionisation ($q = 84 J$) aufgenommen wurde und auch wirklich das Umbiegen bei kleinen i noch deutlicher erkennen läßt. Diese Kurve ist in vierfach verkleinertem Maßstabe in der Figur eingezeichnet.

Es wäre also bedenklich, Bestimmungen der Verschwindungskonstanten bei so hoch gesteigerter Ionisation durchzuführen. Bei den meist verwendeten Ionisierungsstärken von 8 bis 30 J kann man jedoch das lineare Wiedervereinigungsgesetz als genügend genau erfüllt ansehen.

§ 6. Vergleich der Absolutwerte der Leitfähigkeit, Ionenzahl, Ionisierungsstärke und Verschwindungskonstante in den verschiedenen Beobachtungsorten.

Wie in § 1 ausgeführt, kann man aus der experimentell ermittelten Geraden, welche die Abhängigkeit zwischen i/E und darstellt, sowohl die spezifische Leitfähigkeit der Luft λ_0 im Ionisationsgefäß, als auch die Zahl der kleinen Ionen n_0 pro Kubikzentimeter und die Ionisierungsstärke q erhalten. In der folgenden Tabelle sind diese Daten in einigen typischen Fällen, in denen die Ionisation nicht künstlich gesteigert war, zusammengestellt. Die erste Kolonne enthält die Nummer des entsprechenden Versuchs (nach Tabelle 1, 2 und 3).

Tabelle 4.

Nr.	λ_0	n_0	q	β
6	$2 \cdot 44 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$	594 pro cm^3	9.4 J	$16 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$
20		533	8.0	
22		226	8.6	
23		140	9.6	
25		347	8.7	
1	$1 \cdot 37$	299	11.8	40
5		458	8.9	19
13		467	15.6	33
14		438	16.8	39
15		527	14.6	28
(Graz)	2.16	520	18.7	36
»	4.40	980	35.0	36
(Küb)	2.50	650	13.0	20

Zunächst ersieht man sehr deutlich, daß die Ionisierungsstärke in Helgoland erheblich geringer ist, als in den Alpen. Der

Unterschied zwischen Lans (13·5 J) und Helgoland (8·8 J) ist fast ausschließlich auf den erhöhten Radiumemanationsgehalt am erstgenannten Ort zurückzuführen.

Es darf nicht vergessen werden, daß die in Tabelle 4 angeführten Werte von λ_0 , n_0 , q nicht die Verhältnisse in Freiluft darstellen; sie beziehen sich ausdrücklich auf die Ionisation im Gefäß, die ja infolge der Wirkung der Reststrahlung der Gefäßwände (α -Strahlung der Spuren radioaktiver Substanzen im Metall) und der durch die Ultragammapstrahlung im Metall erzeugten Sekundärstrahlung größer ist wie in Freiluft. Zieht man die Wirkung der beiden genannten Faktoren nach verlässlicher Schätzung ab, so erhält man für die freie Atmosphäre in Helgoland etwa $q = 2$ bis 3 J (hervorgehoben durch Ultragammapstrahlung und Emanationsreste in der Luft), für Lans etwa $q = 3$ bis 10 J (im Mittel 7·5 J). Hiezu kommt noch die Wirkung der γ -Strahlen der radioaktiven Substanzen im Erdboden am Standort der Apparate, die sogenannte Erdstrahlung. In Helgoland (Oberland) war der Apparat an dem Türrahmen eines Zementbalkons angeschraubt, war also einseitig der Wirkung der γ -Strahlen des Mauerwerks und des Zementbodens ausgesetzt. Ähnlich waren die Verhältnisse bei der Aufstellung im Erdgeschoß des Hafenlaboratoriums. Der Betrag dieser Mauerstrahlung wurde durch Parallelversuche mit zwei neuen Kolhörster'schen Strahlungsapparaten (vgl. unten § 8) an den betreffenden Stellen und auf der hölzernen Landungsbrücke über 6 m tiefem Wasser ermittelt: über Wasser ist der Betrag der Erdstrahlung praktisch gleich Null, die Differenz ergibt also die gesuchte Erd- oder Mauerstrahlung an den betreffenden Aufstellungs-orten. Sie ergab sich für Balkon und Hafenlaboratorium aus mehreren Versuchen übereinstimmend zu 8·3 minus 5·6 = 2·7 J . Die Gesamtionisation würde also auf Helgoland über festem Zementboden neben einer Mauer etwa 5 J betragen.

In Lans betrug die radioaktive Strahlung der Mauern am Balkon (der Fußboden war aus Holz, also inaktiv) 10·2 minus 5·6 = 4·6 J . Ähnliche Werte erhielt ich auch auf einem Hotelbalkon in Küb und an anderen Orten. Die Strahlung des Baumaterials in den Alpengegenden ist merklich größer, d. h. das Mauerwerk ist etwa doppelt so stark radioaktiv, wie das auf Helgoland. In Lans erhält man für die Gesamtstrahlung auf dem Beobachtungsplatz im Mittel

$$7\cdot5 + 4\cdot6 = 12\ 1\ J.$$

Setzt man nun die gefundenen Mittelwerte von q in die Bilanzgleichung

$$q = \beta \cdot n$$

ein, so ergibt sich:

für Freiluft, über festem Boden, auf Helgoland

$$n = \frac{5}{35 \cdot 10^{-3}} = 140 \text{ Ionen,}$$

für Freiluft, über festem Boden, in Lans

$$n = \frac{12 \cdot 1}{30 \cdot 10^{-3}} = \text{zirka } 400 \text{ Ionen.}$$

Es sind dies wohl niedrigere Werte für die Zahl der leichten Ionen pro Kubikzentimeter, als man bei direkter experimenteller Bestimmung erhält.

Für Helgoland liegen die Messungen von G. Lüdeling (l. c. p. 617) vor, der im Juni 1903 mit einem Ebert'schen Ionenzähler auf dem Oberland im Mittel $n_1 = 524$, $n_2 = 273$, $n_1/n_2 = 1.9$ fand. Auf der Düne von Helgoland erhielt derselbe Autor $n_1 = 273$, $n_2 = 147$, $n_1/n_2 = 1.86$, auf dem Rothersandleuchtturm¹ $n_1 = 294$, $n_2 = 252$, $n_1/n_2 = 1.17$.

Da durch Spritzwasser (Lenard-Effekt) die Zahl der positiven Ionen über dem Meere (n_1) leicht zu groß ausfallen können, so wird man aus den angegebenen Zahlen als Mittelwert über der Nordsee etwa $n = 250$ ableiten dürfen. Diese Zahl ist aber immerhin noch 1.8 mal so groß, als der aus der Bilanzgleichung errechnete Wert.

In Lans liegen zwar direkte Bestimmungen von n nicht vor; doch wird man wohl den für andere Landstationen typischen Wert von 600 bis 700 auch dort für annähernd richtig ansetzen können. Die Berechnung nach der Bilanzgleichung gibt aber (siehe oben p. 630) nur $n = 400$, also auch hier ist der beobachtete Wert bedeutend höher.

Warum gibt nun die Berechnung nach der Bilanzformel für beide Stationen anscheinend zu niedrige Werte?

Es liegt natürlich am nächsten, diese Diskrepanz ganz auf Rechnung der Verschwindungskonstanten zu setzen und zu behaupten, daß die auf Helgoland gemessenen Werte von β infolge von Spuren von Verbrennungsprodukten in der Luft noch immer beträchtlich zu hoch ausgefallen seien. Dieser Erklärungsversuch bricht jedoch zusammen, wenn man bedenkt, daß in Lans störende Rauchgase gewiß nicht vorhanden waren und dort trotzdem dieselbe Unstimmigkeit herauskommt. Auch ist der mittlere Wert von β in Lans ($30.6 \cdot 10^{-3}$) doch nur ganz unwesentlich kleiner, als der von Helgoland, Hafen ($35 \cdot 10^{-3}$).

Eine andere Möglichkeit der Erklärung könnte darin gesucht werden, daß der Grundformel für β (p. 604) verwendete Wert für die Summe der Beweglichkeiten der leichten Ionen $k_1 + k_2 = 2.9 \text{ cm/sec} \cdot \text{Volt/cm}$ zu groß ist. Wie schon erwähnt, ist die Annahme eines konstanten Mittelwertes für diese Größe der schwache Punkt der Methode und tatsächlich wäre es vielleicht

¹ G. Lüdeling, p. 38 in Veröffentlichungen des Königlich Preussischen Meteorologischen Instituts, Nr. 192, Berlin 1908. Die Ionenzahlen sind oben bereits auf den modernen Wert des Elementarquantums umgerechnet. n_1 bedeutet die Zahl der positiven, n_2 die der negativen Ionen.

angemessen für feuchte Freiluft etwas niedrigere Beweglichkeitswerte anzunehmen.

Für Freiluft liegen zahlreiche Bestimmungen nach den Methoden von H. Gerdien und H. Mache¹ vor, die meist erheblich kleinere Werte ergeben haben; bei Beobachtungen auf Spitzbergen erhielt vor kurzem F. Běhounek² $k_1 = 0.88$, $k_2 = 1.21$. Doch beziehen sich alle diese Zahlen stets auf die mittlere Ionenbeweglichkeit, nicht auf die der leichten Ionen allein.

Für die letzteren erhielten in Zimmerluft J. J. Nolan und G. P. de Sachy³ $k_1 = 1.19$, $k_2 = 1.38$. Andererseits für Freiluft $k_1 = 1.32$, $k_2 = 1.53$ und deren Summe ist so wenig von dem von mir angenommenen Werte verschieden, daß kein Anlaß vorliegt, diesen zu ändern.

Man wird aber gewiß zugeben, daß die Wahl des Wertes von $k_1 + k_2$ eine Unsicherheit von mindestens 10% in die beobachteten Zahlen der Verschwindungskonstante hineinbringt.

Es erübrigt nun nur noch, die Unsicherheit der übrigen in der Bilanzgleichung noch vorkommenden Größen q und u zu besprechen. Die Ionisierungsstärke q läßt sich direkt nur auf recht unvollkommene Weise bestimmen, etwa durch Messung des Sättigungsstromes in einem von radioaktiven Verunreinigungen möglichst freien Ionisationsgefäß aus Karton oder Papier⁴. Der von mir eingeschlagene Weg der Berechnung der Gesamtionisation aus den gemessenen Komponenten (Ultragammastrahlung, Erdstrahlung und α -Strahlung der Radiumemanation im Gefäß) ist vielleicht verlässlicher, der Mittelwert wird aber gewiß auch höchstens auf $\pm 20\%$ genau sein.

Endlich ist auch noch zu berücksichtigen, und dies ist weniger bekannt, daß die mittels Ebert'schen Aspirators erhaltenen Ionenzahlen immer etwas zu hoch ausfallen deswegen, weil nicht nur die leichten, sondern auch ein merklicher Bruchteil der schweren Ionen mitabgefangen, also mitgezählt wird.⁵ Bei den normalen Ebert-Apparaten werden Ionen bis zur Beweglichkeit 0.06 cm/sec : Volt/cm noch vollständig abgefangen. Schwere (Langevin-) Ionen von 0.001 cm/sec : Volt/cm werden noch aus einem Umkreis von 0.37 cm um die Achse des Aspirationsrohres vollständig abgelagert. Sind ebensoviel schwere Ionen (N) wie leichte Ionen am Orte der Messung vorhanden, so macht die abgelagerte Zahl der Langevin-Ionen nur etwa 6% der beobachteten Gesamtzahl aus. In Seeluft

¹ Vgl. z. B. V. F. Hess, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre. Sammlung Vieweg. Bd. 84/85 (Braunschweig 1926), p. 46.

² F. Běhounek, Journ. de Phys. et le Radium (6), 3, 161 bis 181, 1927, Nr. 4.

³ J. J. Nolan und G. P. de Sachy, Proc. Roy. Irish Acad. 37 (A), Nr. 7, p. 83, 1927.

⁴ Vgl. z. B. J. J. Nolan, R. K. Boylan und G. P. de Sachy, Proc. Roy. Irish Acad. 37 (A), Nr. 1 (1926), p. 3.

⁵ L. c. 1, Hess, p. 35.

oder kernarmer Landluft sind aber mindestens 3000 bis 4000 Kerne pro Kubikzentimeter durchschnittlich anwesend und von diesen sind nach Nolan, Boylan und de Sachy (l. c.) im Mittel 39% ungeladen. Die Zahl der Langevin-Ionen jedes Vorzeichens wäre somit in unserem Falle etwa 1100, d. h. mindestens doppelt so groß wie die der leichten Ionen. Daher würde — nach dem oben Ausgeführten — die Zahl der leichten Ionen bei der Ebert-Messung um mindestens 12% zu groß ausfallen. Da aber oft N mehrmals größer als n ist, so ist dieser Fehler meist noch größer.

Das Zusammenwirken dieses Umstandes mit den besprochenen Unsicherheiten in der Bestimmung von q und β kann sehr wohl die noch bestehende kleine Unstimmigkeit in der Ionisierungsbilanz der zwei betrachteten Beobachtungsorte erklären. Die Übereinstimmung der Größenordnung nach ist jetzt erwiesen.

Es wird eine Aufgabe der Zukunft sein, durch möglichst gleichzeitige Messungen von q , β und n , beziehungsweise der Kernzahl an einem und demselben Orte die Ionisierungsbilanz noch genauer zu prüfen.

§ 7. Die Wiedervereinigung zwischen leichten und schweren Ionen.

Da die Zahl der positiven schweren Ionen praktisch stets gleich der der negativen ist, so darf man schreiben

$$N_1 = N_2 = N$$

und wenn man die Zahl der ungeladenen Aitken'schen Kerne mit N_0 bezeichnet, so beträgt dann die Gesamtzahl der geladenen und ungeladenen Kerne $2N + N_0$.

J. J. Nolan und seine Mitarbeiter haben nun gezeigt, daß

$$N/N_0 = \eta_2/\eta_1 = 1.28,$$

wobei η_1 den Wiedervereinigungskoeffizienten zwischen leichten Ionen und ungeladenen Kernen, η_2 denjenigen zwischen leichten Ionen und geladenen Kernen des entgegengesetzten Vorzeichens bedeutet. Daraus folgt, daß im Mittel 39% der Kerne keine Ladung besitzen, ferner daß man in der Gleichung für den stationären Zustand der leichten Ionen

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - \eta_1 N_0 n - \eta_2 N n = 0$$

oder

$$= q - n(\alpha n + \eta_1 N_0 + \eta_2 N) = q - \beta n = 0$$

im Klammerausdruck N_0 durch $1.28 N$, η_1 durch $\eta_2/1.28$ ersetzen kann, so daß die Schweidler'sche Verschwindungskonstante β sich in folgender Weise ansetzen läßt:

$$\beta = \alpha \cdot n + 2\eta_2 \cdot N.$$

In diesem Ausdruck ist gewöhnlich, d. h. in kernreicher Luft das erste Glied gegenüber dem zweiten zu vernachlässigen.

Untersuchen wir, ob dies auch in relativ kernarmer Land- oder Seeluft wirklich noch zulässig ist: Setzen wir die üblichen Werte ein $\alpha = 1 \cdot 6 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sec}$, $n = 600$ pro cm^3 , und nehmen an, daß die Kernzahl $2N + N_0 = 3000$ sei, d. h. $N =$ zirka 1200, so folgt bei Benutzung des Nolan'schen Wertes von $\eta_2 = 9 \cdot 7 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sec}$

$$\alpha n = 0 \cdot 96 \cdot 10^{-3}, \quad 2\eta_2 N = 23 \cdot 3 \cdot 10^{-3}$$

d. h. die Vernachlässigung des erstgenannten Terms würde nur etwa 5% des Gesamtwertes von β ausmachen, ist also auch in »reiner« Land- oder Seeluft noch zulässig.

Für Helgoland, wo außer meinen experimentellen Bestimmungen von β auch noch die erwähnten Kernzählungen G. Lüdeling's aus dem Jahre 1903 vorliegen, kann man nun unter Zuhilfenahme der oben erwähnten, von Nolan gefundenen numerischen Beziehungen zwischen η_1 , η_2 , N und N_0 auch eine Berechnung von η_2 , d. h. des Wiedervereinigungskoeffizienten zwischen leichten und schweren Ionen anstellen. Da meine Messungen im gleichen Monat angestellt wurden, wie Lüdeling's Kernzählungen, wenn auch in verschiedenen Jahren, so wird man die Mittelwerte der beiden Größen als annähernd zueinander passend ansehen dürfen.

Setzt man Lüdeling's Mittelwert der Kernzahl von Helgoland (Oberland) 3800 für $2N + N_0$ ein, so erhält man als Zahl der schweren Ionen je eines Vorzeichens $N = 1160$. Die Zahl der leichten Ionen wollen wir nach Lüdelings Messungen wie oben (p. 28) zu $n = 250$ ansetzen und ferner meinen im Hafen von Helgoland gefundenen Mittelwert für $\beta = 35 \cdot 10^{-3}$ benutzen.

Aus der Gleichung

$$1 \cdot 6 \cdot 10^{-6} \cdot 250 + 2\eta_2 \cdot 1160 = 35 \cdot 10^{-3}$$

ergibt sich dann der gesuchte Wiedervereinigungskoeffizient zwischen leichten und schweren Ionen zu

$$\eta_2 = 14 \cdot 9 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sek.}$$

Der Koeffizient für die Anlagerung von leichten Ionen an ungeladene Kerne ergibt sich entsprechend bei der Benutzung der Nolan'schen Beziehung $\eta_2 = 1 \cdot 28 \cdot \eta_1$ zu

$$\eta_1 = 11 \cdot 6 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sek.}$$

Diese Zahlen sind in recht guter Übereinstimmung mit Messungen von J. J. Nolan und seiner Mitarbeiter auf Irland, die auf ganz

anderem Wege ausgeführt worden sind und die Werte $9 \cdot 7$, beziehungsweise $7 \cdot 6 \cdot 10^{-6}$ ergeben haben. Dies zeigt umgekehrt, daß meine experimentellen Bestimmungen von β korrekt sind.

Analoge Berechnungen für Lans durchzuführen hat keinen Sinn, da dort keine Kernzählungen vorliegen.

§ 8. Versuche über die Ultragammastrahlung und die von ihr erzeugte Sekundärstrahlung im Meeresniveau.

Um eine Ionisierungsbilanz über dem Meere aufstellen zu können, war es nun noch notwendig, die Wirksamkeit der ionenerzeugenden Faktoren auf Helgoland direkt zu bestimmen. Als solche kommen, da der Emanationsgehalt der Luft bei reinem Seewind von zu vernachlässigender Größe ist, nur die kosmische Ultragammastrahlung (Höhenstrahlung) und die von ihr erzeugten Sekundärstrahlen in Betracht.

Die Existenz einer solchen Sekundärstrahlung steht wohl nicht in Frage. Man muß nun unterscheiden erstens zwischen sekundärer Strahlung, die beim Durchgang der kosmischen Primärstrahlung in der Atmosphäre selbst ausgelöst wird, d. h. vorzugsweise in der Richtung der Primärstrahlen verlaufend als »Emergenzstrahlung« (Austrittsstrahlung) unsere auf der Erde aufgestellten Apparate von oben her trifft und zweitens zwischen der Sekundärstrahlung, die beim Auftreffen der Primärstrahlung an der Erdoberfläche (Wasser, Boden) erzeugt wird und als »Inzidenzstrahlung« (Eintrittsstrahlung) von unten her in die Apparate eindringt. In beiden Fällen handelt es sich um sekundäre, in der Materie ausgelöste γ -Strahlen und Elektronen. Ich war seinerzeit,¹ lange vor der Entdeckung des Compton-Effekts geneigt, der zuletzt erwähnten Inzidenzstrahlung größere Bedeutung beizumessen und habe damals die Ansicht ausgesprochen, daß ein großer Teil des gefundenen Unterschiedes der Ionisation von Seiten der durchdringenden Strahlung über Land und über Wasser davon herrühre, daß die von der kosmischen Strahlung beim Einfallen auf festem Boden erzeugte Elektronen- und γ -Strahlung stärker sei, als beim Einfallen auf Wasserflächen. Die Theorie des Compton-Effekts, wenn man sie auf das vorläufig noch recht wenig sicher bekannte Wellenlängengebiet der Ultragammastrahlung anwendet, ergibt das Resultat, daß beim Durchqueren der Lufthülle der Erde mehr und mehr Energiequanten der primären Strahlung in solche von zwei-, dann vier-, dann achtfach usw. geringerer Frequenz umgewandelt werden unter gleichzeitiger Aussendung je eines sekundären Elektrons von hoher Geschwindigkeit.² So entstehen aus der ursprüng-

¹ V. F. Hess, Diese Sitzungsberichte IIa, 121, 2030 (1912). Physikalische Zeitschrift, 13, 1091, 1912.

² R. A. Millikan und G. H. Cameron, Phys. Review (2), 28, 862, 1926.

lichen, härtesten Primärstrahlung der Frequenz ν allmählich Sekundärstrahlen, zuerst solche von der Frequenz $\nu/2$, dann $\nu/4$ und so weiter und daneben Photoelektronen von verschiedener Geschwindigkeit.

Die große Härte der Primärstrahlung läßt vermuten, daß die so erzeugten härtesten Korpuskularstrahlen (Elektronen) eine Geschwindigkeit besitzen, die einer frei durchlaufenen Spannungsdifferenz von mindestens $1,5 \cdot 10^{-7}$ Volt entspricht und daher noch Luftschichten von 50 *m* und Zinkwände von 8 *mm* zu durchdringen vermögen, wobei sie praktisch in der gleichen Richtung laufen, wie die Primärstrahlen.

Wenn nun diese in der Richtung der Primärstrahlen weiterlaufenden sekundär erregten Elektronen wirklich, wie es Compton's Theorie erfordert, weitaus gegen die in anderen Richtungen oder gar um 180° gegen die Einfallsrichtung, d. h. nach rückwärts laufenden Elektronen überwiegt, so kann man erwarten, daß, wenn man ein geschlossenes Ionisationsgefäß oben sukzessive mit dünnen Platten aus einem Material von hoher Ordnungszahl (z. B. Blei) bedeckt, man zunächst eine Erhöhung der Ionisation im Gefäß erhält und erst bei Überschreitung einer gewissen Schichtdicke dieses Schirmmaterials eine Abnahme entsprechend der Absorption der weicherer Anteile der Gesamtstrahlung eintritt.

Es muß also, wenn man mit der Schichtdicke Nuöl beginnend die Intensitäten der Ionisation im Apparat verfolgt, eine optimale Schichtdicke geben, oberhalb welcher die Ionisation im Gefäß wieder abnimmt, während bis zur optimalen Schichtdicke die Ionisation wegen Vermehrung der im Metall, z. B. im Blei ausgelösten Elektronen wächst, trotzdem gleichzeitig die in der Luft erregten Elektronen im Blei absorbiert werden.

Die Idee der Verstärkung der primären Wirkung durch Verwendung von Wandmaterial von hoher Ordnungszahl wurde schon mehrfach benützt: Miß Herrick hat bei ihren über Anregung von W. F. G. Swann¹ unternommenen Versuchen zur Bestimmung der Richtung der Höhenstrahlung Gefäße benutzt, deren Wand zur Hälfte aus Aluminium, zur anderen Hälfte aus Blei bestand. E. Marsden² hat Auskleidung mit altem, d. h. inaktivem Blei, W. Kolhörster³ hat Wolframauskleidung bei seinen Strahlungsapparaten verwendet. Allerdings fand der letztgenannte Autor, daß die Verstärkung der Sekundärstrahlung durch Metalle von hoher Ordnungszahl bei der Höhenstrahlung eine viel geringere war, als bei gewöhnlichen γ -Strahlen. E. Schweidler⁴ dagegen bei Ein-

¹ W. F. G. Swann, *Bullet. Nat. Research Council* Nr. 17, p. 65, 1922.

² E. Marsden, *Terr. Magn.* 27, 105, 1922.

³ W. Kolhörster (und G. v. Salis), *Berliner Berichte.* 34, 366, 1923.

— *Berliner Berichte.* 36, 120, 1925.

⁴ E. Schweidler, *Diese Sitzungsberichte* IIa, 126, 1009, 1913.

Siehe auch St. Meyer und E. Schweidler, *Radioaktivität* (Leipzig, Teubner), 2. Aufl., 1927, p. 604.

tauchversuchen Ionisationsgefäßen verschiedener Wandstärke, daß die Differenz der Ionisation, wenn das Gefäß sich über Wasser oder unter Wasser befand, bei dünnwandigen Gefäßen um $0.9 J$ kleiner war, was er auf Verstärkungswirkung der dickeren Wandung zurückführt. Einwandfreie Versuche über den besprochenen Effekt lassen sich nur dann anstellen, wenn man die innere Oberfläche des Ionisationsgefäßes ganz unverändert läßt, d. h. das Gefäß hermetisch geschlossen bleibt.¹ Denn nur dann bleibt die Restionisation (Wandstrahlung) konstant.

Ich benutzte zu den Versuchen zwei Kolhörster'sche (mit Doppelschlingenelektrometer versehene) Strahlungsapparate neuester Konstruktion², die, von Günther & Tegetmeyer in Braunschweig geliefert, über mein Ersuchen mit einer zweiten auswechselbaren, dünnwandigen Ionisationskammer versehen wurden. Normal beträgt die Wandstärke 3 mm Zink, der Rauminhalt 4300 cm^3 . Das dünnwandige Ersatzgefäß, welches an Stelle des dickwandigen direkt auf die das Schlingensystem und das Ablesemikroskop tragende Stirnplatte des Apparats aufgeschraubt werden konnte, war aus 0.5 mm dicken Messingblech gefertigt und genau so wie bei den dickwandigen Gefäßen zur Verringerung der Restionisation elektrolitisch mit einer dünnen Zinkschicht überzogen. Die Restionisation betrug bei dem dickwandigen Gefäß $4 J$, bei dem dünnwandigen $5 J$, wie auf Helgoland durch eigene Versuche über dem Meere festgestellt wurde.

Da beim zweimaligen Auswechseln der Ionisationsgefäße bei den Strahlungsapparaten auf Helgoland niemals eine $0.2 J$ übersteigende Erhöhung der Ionisation eintrat, so kann geschlossen werden, daß der Gehalt der Luft an Radiumemanation auf Helgoland mindestens zehnmal kleiner ist, als der mittlere Gehalt über Festland (130.10^{-18} curie pro cm^3).

Es wurden nun abwechselnd ein bis drei Bleiplatten von je 2 mm Dicke (im Format $15 \times 20 \text{ cm}^2$) halbzyklindrisch gebogen auf den Strahlungsapparat so befestigt, daß bald die obere, bald die untere Hälfte des Apparats bedeckt war. Diese Stellungen wurden stündlich gewechselt, um etwaige Schwankungen der Höhenstrahlung im Verlaufe des Tages unschädlich zu machen. Endlich wurden auch Parallelversuche ohne Bleiplatten ausgeführt. Die Versuche fanden zuerst auf dem Balkon der Villa Redell (Oberland) statt und

¹ Erst nach Abschluß der im folgenden beschriebenen Versuche auf Helgoland wurde mir eine Arbeit von G. Hoffmann (Ann. d. Phys. 82, 428. 1927) bekannt, in welcher als Nebenresultat erwähnt wird, daß er bei Einbringung eines 12 cm dicken Aluminiumpanzers innerhalb eines 20 cm dicken Bleipanzers eine eben so große Ionisation in seinem aus 1 mm dickem Kupferblech gefertigten Gefäß erhielt, wie mit nur 12 cm Blei allein. Die erzielte Verstärkungswirkung beträgt weniger als 0.1 Jon . Die im folgenden angeführten, der Hauptsache nach zu anderen Zwecken (s. unten) unternommenen Versuche stehen durchaus im Einklang mit diesen Ergebnissen Hoffmanns.

² W. Kolhörster, Physikalische Zeitschrift, 27, 62, 1926.

wurden später über Wasser, d. h. bei völliger Abschirmung der Erdstrahlung auf der weit ins Meer hinausragenden hölzernen Landungsbrücke von Helgoland wiederholt.

Die Versuche mit den normalen, dickwandigen Strahlungsapparaten lieferten ein völlig negatives Ergebnis, wie die folgende kleine Tabelle erkennen läßt:

Apparat I (3 mm Zink), Villa Redell, Helgoland.

mit 2 mm Blei oberhalb 8·38 J (9 ^h)	8·32 J (6 ^h)	8·35 J (6 ^h)
2 mm unterhalb 8·40 J (2 ^h)	8·34 J (6 ^h)	8·36 J (6 ^h)

Die angegebenen Zahlen bedeuten die Gesamtionisation im Apparat, von der etwa 4 J auf Gefäßwandstrahlung, 2·7 J auf γ -Strahlung der Mauern und 1·7 J auf Ultragammapstrahlung entfallen. Die eingeklammerten Ziffern bezeichnen die Dauer des Versuches in Stunden.

Auf der Landungsbrücke von Helgoland ergab sich analog

ohne Blei 5·85 J (2 ^h)
mit 2 mm Blei oberhalb 5·90 J (2 ^h)
2 mm unterhalb 5·62 J (2 ^h)

Da die Fehlergrenze bei zweistündiger Dauer eines Versuches etwa $\pm 0\cdot2 J$ beträgt, so ist auch die letztangegebene Versuchsreihe als negativ zu werten.

Ein Verstärkungseffekt des Bleis würde sich natürlich deutlicher in dem dünnwandigen Apparate II ausprägen; aber auch mit diesem Apparate sind die Versuche auf der Landungsbrücke von Helgoland (über Wasser) praktisch negativ ausgefallen. Ich erhielt zum Beispiel während eines Tages ohne Blei Gesamtionisation 6·6 J, mit Bleiplatten unterhalb 7·1 J, mit Bleiplatten oberhalb 6·7 J, also jedenfalls keine die Versuchsfehler übersteigende Erhöhung bei Überdeckung des Apparates mit 2 mm- und 4 mm-Bleiplatten. Wegen Ungunst der Witterung und Mangel an verfügbarer Zeit konnten diese Versuche leider nicht länger fortgesetzt werden. Immerhin kann man aber doch schon jetzt schließen, daß der Effekt, wenn er überhaupt existiert, kleiner als 0·5 J sein muß und daher vielleicht erst bei längeren Messungsreihen oder mit Schirmmaterial von niedrigerer Ordnungszahl klar zum Ausdruck kommt.

Über Festland haben ähnliche Versuche weniger Aussicht auf Erfolg, da die veränderliche Strahlung der radioaktiven Substanzen in der Luft (»Luftstrahlung« 0·1 bis 0·4 J) störend hinzutritt.

R. A. Millikan und G. H. Cameron (l. c.) schließen aus ihren Abschirmungsversuchen im Muir Lake und Arrowhead Lake mit Vorbehalt, daß die von der kosmischen Ultragammapstrahlung erzeugte sekundäre Elektronenstrahlung ungefähr ebensoviel zur Ionisation innerhalb eines 3 mm dicken Messingzylinders beitragen,

als die Primärstrahlen. Sie finden im Meeresniveau also etwa je $1.4 J$ als Effekt der Primärstrahlung und der sekundären Elektronen und in $3590 m$ Seehöhe (Muir Lake) je $4.8 J$.

Wenn nun im Meeresniveau wirklich eine Ionisation von $1.4 J$ allein von den sekundären Elektronen hervorgerufen wird, die noch imstande sind, die $3 mm$ dicke Messingwand des Apparates zu durchdringen, so wäre wohl ein positiver Ausfall meiner oben erwähnten Verstärkungsversuche beim Überdecken mit Bleiplatten von 2 und $4 mm$ Dicke zu erwarten.

Da ich mit dem dickwandigen Strahlungsapparate keine Erhöhung der Ionisation durch Überdecken mit Blei, u. zw. nicht einmal um $0.02 J$ feststellen konnte, so erscheint die von Millikan und Cameron behauptete Existenz der von der Ultragammastrahlung ausgelösten sekundären Elektronen von sehr hoher Geschwindigkeit in Frage gestellt. Es sei auch erwähnt, daß K. Büttner¹ bei Absorptionsversuchen mit Ultragammastrahlung auf dem Jungfrauoch bei Bleidicken von $0, 1, 2, 3, 4$ und $5 cm$ eine sehr gleichmäßig verlaufende Kurve erhielt; Büttner selbst weist darauf hin, daß seine Absorptionskurve zwischen 0 und $1 cm$ Schichtdicke einen sehr starken Abfall (d. h. eine Knickstelle bei $1 cm$) hätte aufweisen müssen, wenn die oben erwähnte sekundäre Elektronenstrahlung vorhanden wäre.

Meine Versuche ergeben also ebenfalls keine Bestätigung der Existenz von durch die Ultragammastrahlung erregten, hochgeschwinden Elektronen, die fähig wären, $3 mm$ Zink zu durchdringen. Ob von der Ultragammastrahlung noch merkliche Beträge von weniger durchdringenden Elektronen ausgelöst werden, läßt sich gegenwärtig noch nicht sicher beurteilen. Darüber werden erst weitere Versuche Klarheit schaffen.

Ich hatte auch geplant, die vertikale Verteilung der Intensität der Sekundärstrahlung über dem Meere durch Messungen mit je einem dünnwandigen und einem dickwandigen Strahlungsapparate zu untersuchen. Vorversuche dieser Art wurden von der hölzernen Landungsbrücke aus in $0, 1, 2$ und $3 m$ über dem Wasser und an Bord des im Innenhafen von Helgoland verankerten Expeditionsschiffes »Augusta« der Staatlichen Biologischen Anstalt ausgeführt, wobei die Apparate an einer Raa in Höhen von 0 bis $10 m$ über Wasser befestigt wurden. Diese Vorversuche konnten schon deswegen zu keinen sicheren Ergebnissen führen, da bei zunehmender Erhebung der Apparate über dem Wasser die γ -Strahlung der Ufer, beziehungsweise der Hafenummauer immer mehr störend wirken mußte. Ungunst des Wetters verhinderte leider das Zustandekommen der eigentlichen Versuche auf hoher See an Bord der »Augusta« innerhalb der noch zur Verfügung stehenden Zeit. Diese werden im Programme künftiger Untersuchungen Aufnahme finden.

¹ K. Büttner, Zeitschrift für Geophysik, 3, 183, 1927.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Versuche in Helgoland für die Ionisationswirkung der Ultragammastrahlung im Meeresniveau ungefähr denselben Betrag ergeben haben, wie er von anderen Autoren angegeben wird: $1.7 J$. Da die Versuche zum Nachweise der sehr durchdringenden sekundären Elektronen negativ ausgefallen sind, so wird man die gesamte Ionisation durch primäre Höhenstrahlung und von dieser erregte sekundäre γ -Strahlung samt etwaigen weichen Elektronenstrahlen auf nicht mehr als $3 J$ veranschlagen dürfen.

§ 9. Die Ionisierungsbilanz über den Ozeanen.

In § 2 wurde bereits dargelegt, daß die quantitative Erforschung der ionenerzeugenden und der ionenvernichtenden Vorgänge über dem freien Meere für die Erklärung des Elektrizitäts-haushaltes der Erde von entscheidender Bedeutung ist.

Nachdem bisher noch keine an Bord eines Schiffes brauchbare Methode zur Bestimmung der Verschwindungskonstante ausgearbeitet werden konnte, mußte ich mich damit begnügen, derartige Messungen auf einer kleinen Insel wie Helgoland auszuführen. Was läßt sich nun nach den dort gewonnenen Ergebnissen über die Ionenvernichtung und die Ionisation auf hoher See aussagen?

Es ist nach den wiederholt erwähnten Kernzählungen G. Lüdeling's auf der Nordsee und insbesondere nach der gefundenen Abhängigkeit der Kernzahl von der Windrichtung wohl nicht zweifelhaft, daß auf hoher See der mittlere Kerngehalt noch etwas geringer ist, als auf Helgoland; reine Seeluft dürfte etwa 2000 Aitken'sche Kerne pro Kubikzentimeter (zum größten Teile wohl Salzpartikel) enthalten. Dementsprechend wird man wohl auch erwarten dürfen, daß der von mir auf Helgoland gefundene Mittelwert der Verschwindungskonstante noch etwas höher ist, als über dem freien Meere. Nehmen wir nun an, daß die von mir auf Helgoland gefundenen Minimalwerte etwa den Verhältnissen auf offener See entsprechen und setzen also für reine Seeluft $\beta = 15 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ und nehmen ferner nach dem am Schlusse des § 8 Gesagten die Ionisierungsstärke von Seiten der Ultragammastrahlung und der von ihr erzeugten Sekundärstrahlungen zu höchstens $q = 3 J$ an, so erhält man aus der Bilanzgleichung für die zu erwartende Zahl der leichten Ionen pro Kubikzentimeter höchstens

$$n = \frac{3}{15 \cdot 10^{-3}} = 200,$$

während bei den Carnegie-Fahrten 1915 bis 1921 im Mittel über den Meeren etwa 500 bis 600 leichte Ionen pro Kubikzentimeter beobachtet wurden.

Nach unseren Betrachtungen über die Fehlerquellen der Ionenzählung (§ 6, p. 29/30) ist nun allerdings anzunehmen, daß wegen der Mitzählung eines Teiles der schweren Ionen im Ebert'schen Ionenaspirator auch die letztgenannten Zahlen etwas zu hoch sind; doch ist kaum wahrscheinlich, daß über dem Meere, also in kernarmer Luft, dieser Fehler 20% erreicht. Aber selbst wenn man die beobachteten Werte um 20% verkleinert, bleibt die Zahl der leichten Ionen immer noch über 400, ist also mehr als doppelt so groß, als man unter günstigsten Annahmen aus der Bilanzgleichung errechnet.

Über Festland und für Helgoland waren zwar die berechneten Ionenzahlen ebenfalls etwas zu niedrig, doch war die Abweichung weniger stark ausgeprägt; dies erklärt sich wohl daraus, daß dort die Ionisierungsstärke nicht durch die Ultragrammastrahlung allein, sondern weit mehr durch die radioaktive Erdstrahlung bedingt ist, daher die Außerachtlassung eines weiteren unbekanntem Ionisators von vornherein weniger ins Gewicht fallen wird. Infolgedessen konnte ich dort auch im großen und ganzen eine Übereinstimmung zwischen den beobachteten und den aus der Bilanzgleichung errechneten Ionenzahlen innerhalb der Fehlergrenzen der in Betracht kommenden Größen feststellen.

Über dem Meere dagegen stimmt, wie oben gezeigt wurde, die Ionisierungsbilanz wirklich nicht: es sind beträchtlich mehr leichte Ionen in der Luft anwesend, als man bei plausiblen Annahmen über die Größe der Ionenverschwindungskonstante und die Ionisierungsstärke über See berechnet.

Da auch über Land die direkte Beobachtung stets größere Ionenzahlen liefert, als die Berechnung nach der Bilanzgleichung, so hat es den Anschein, als ob hier wie dort ein bisher unbekannter Ionisator oder eine unbekannt Quelle leichter Ionen übersehen worden ist.

Bei dem gegenwärtigen Stande der luftelektrischen Forschung kann man über die Ursache der bestehenden Diskrepanz nur Vermutungen äußern.

Man könnte z. B. daran denken, daß zwar an Ort und Stelle kein weiterer unbekannter Ionisator wirkt, daß aber ein merklicher Betrag an leichten Ionen beider Vorzeichen von Orten äußerst intensiver Ionisation, z. B. aus der Heavyside-Schicht herab durch Diffusion trotz der stark wirksamen Wiedervereinigung bis zur Erdoberfläche gelangt. Ob ein solcher Vorgang wirklich in Betracht kommt, müßte erst rechnerisch überprüft werden.

Über See könnte man auch an die Erzeugung von Ionen durch Spritzwasser (Lenard-Effekt) an den Wellenkämmen und in der Brandung denken. Dieser Vorgang bringt allerdings nur schwerbewegliche Ionen hervor, u. zw. bei Salzwasser vorwiegend positive Ionen, doch würde bei bewegter See, wenn diese Lenard-Ionen in sehr großer Zahl auftreten, im Ebert'schen Aspirator ein recht merklicher Betrag solcher Ionen abgefangen und fälschlich

zu den leichten Ionen gezählt werden. Es ist indessen äußerst zweifelhaft, ob im Mittel der Wellengang des Meeres ausreichend ist, um durch Lenard-Effekt merkliche Erhöhung des scheinbaren Gehalts der Luft an leichten Ionen beider Vorzeichen zu erzeugen.

Wenn man die Möglichkeit erwägt, daß bisher irgendein Ionisator außeracht gelassen oder zu niedrig eingeschätzt worden ist, so wird man in erster Linie wohl wieder an die sekundären Elektronen und die γ -Strahlen denken, die von der Ultragammapstrahlung beim Durchgang durch die Atmosphäre und beim Auftreffen an der Erdoberfläche erzeugt werden. Leider geben meine diesbezüglichen Versuche (§ 8) vorläufig keinen Anhaltspunkt dafür, daß diese Strahlen einigermaßen wesentliche Beiträge zur Gesamtionisation der Luft liefern.

Die bestehende Diskrepanz in der Ionisierungsbilanz über See ist also völlig ungeklärt. Gleichzeitige Messungen der Zahl der leichten und schweren Ionen, des Kerngehalts, der Ionierungsstärke und der Ionenverschwindungskonstante auf günstig gelegenen Stellen kleiner Inseln werden erforderlich sein, um das Problem des Ionenhaushaltes der Luft über dem Meere der Lösung näher zu bringen.

§ 10. Zusammenfassung der Hauptergebnisse.

1. In normaler, kernhaltiger atmosphärischer Luft gilt nicht das gewöhnliche quadratische Wiedervereinigungsgesetz, sondern es tritt an dessen Stelle, wie E. Schweidler zuerst gezeigt hat, die folgende lineare Beziehung zwischen der Ionierungsstärke q und der Zahl n der leichtbeweglichen Ionen pro Kubikzentimeter.

$$q = \beta \cdot n.$$

Die darin auftretende Größe β heißt die Verschwindungskonstante der leichten Ionen, ihr Reziprokwert \mathfrak{D} kann als mittlere Lebensdauer dieser Ionen bezeichnet werden.

Messungen dieser Größen über dem Meere fehlten bisher gänzlich. Es wurde daher eine von Schweidler angegebene Methode zur Bestimmung der Verschwindungskonstante (bestehend in der Aufnahme der Stromspannungscharakteristik in einem Zylinderkondensator) soweit modifiziert und verfeinert, daß nun auch unter schwierigeren Verhältnissen im Freien die Messungen durchführbar sind.

2. Nach Vorversuchen in Graz und in Küb am Semmering wurden im Juni 1927 zwei Reihen von zusammen etwa 40 Messungen der Ionenverschwindungskonstante auf Helgoland (auf dem Oberland und im Hafengebiet) durchgeführt. Es wurden folgende Mittelwerte erhalten:

Helgoland, Oberland	$\beta = 44 \cdot 9 \cdot 10^{-3} \text{ sek.}^{-1}$,	$\mathfrak{D} = 22 \cdot 3 \text{ sek.}$
Hafen. . . .	$\beta = 35 \cdot 3 \cdot 10^{-3} \text{ sek.}^{-1}$,	$\mathfrak{D} = 28 \cdot 3 \text{ sec.}$

Der kleinste Wert von β betrug $15 \cdot 10^{-3}$ ($\vartheta = 67$ sek.), der größte (bei Ausschluß von drei gestörten Werten) $84 \cdot 10^{-3}$ ($\vartheta = 12$ sek.). Bei Niedrigwasser sind die Werte von β etwas höher als während der Flutzeit; das gleiche gilt nach Lüdelling für die Zahl der Aitken'schen Kondensationskerne. Bei Landwind sind die Werte der Verschwindungskonstante und die Kernzahlen am größten.

3. Zum Vergleich wurde im August und September 1927 eine Reihe von 20 Bestimmungen der Verschwindungskonstante in Lans (Tirol), einer mitten im Gebirge in 880 *m* Seehöhe gelegenen Landstation, ausgeführt. Dort ergaben sich folgende Mittelwerte:

$$\beta = 30 \cdot 6 \cdot 10^{-3} \text{ sek.}^{-1}, \quad \vartheta = 32 \cdot 7 \text{ sek.}$$

Die Extremwerte von β (19 und $43 \cdot 10^{-3}$) sind in Lans weniger voneinander verschieden, als auf Helgoland.

Aus den angegebenen Werten ersieht man, daß in reiner Landluft die mittlere Lebensdauer der Ionen keineswegs kleiner ist, als in reiner Seeluft.

4. Die annähernde Gültigkeit des Schweidlerschen linearen Wiedervereinigungsgesetzes wurde durch eigene Versuche neuerdings bestätigt. Abweichungen zeigen sich erst bei hohen Ionisierungsstärken, die in der Natur nicht vorkommen.

5. Aus den Beobachtungen ließen sich auch Werte für die Leitfähigkeit, die Ionisierungsstärke und die Zahl der leichten Ionen im Versuchsgefäß entnehmen. Rechnet man auf die Verhältnisse in freier Luft um, so ergibt sich bei Benutzung des linearen Wiedervereinigungsgesetzes für die Luft in Helgoland im Mittel die Zahl der leichten Ionen $n = 140$, in Lans $n = 400$ pro cm^3 , während direkte Ionenzählungen Lüdelling's in dem erstgenannten Orte rund 250 Ionen, Messungen auf Landstationen aber bekanntlich 600 bis 700 Ionen pro cm^3 ergeben. Es werden die Gründe für diese Abweichung diskutiert und es wird insbesondere hervorgehoben, daß wegen der teilweisen Ablagerung auch schwerbeweglicher Ionen im Ebert'schen Ionenzähler die beobachteten Zahlen der leichten Ionen recht erheblich zu groß ausfallen, besonders in kernreicher Luft.

6. Aus dem beobachteten Mittelwerte der Verschwindungskonstante auf Helgoland läßt sich unter Benutzung einiger von J. J. Nolan und seinen Mitarbeitern gefundenen numerischen Beziehungen der Wiedervereinigungskoeffizient zwischen leichten und schweren Ionen sowie der zwischen leichten Ionen und ungeladenen Aitken'schen Kernen ableiten. Für den erstgenannten ergibt sich der Wert $14 \cdot 9 \cdot 10^{-6} cm^3/sek.$, für den letztgenannten $11 \cdot 6 \cdot 10^{-6} cm^3/sek.$, in guter Übereinstimmung mit den Messungen von J. J. Nolan und seinen Mitarbeitern in Dublin (Irland).

7. Es wurden auch Versuche unternommen, direkt durch Verstärkungswirkung in Bleischirmen die Existenz der sehr durchdringenden Elektronen nachzuweisen, welche nach R. A. Millikan und G. H. Cameron durch die kosmische Ultragammastrahlung

(Höhenstrahlung) beim Durchgang durch Materie infolge Absorption und infolge Compton-Effekt ausgelöst werden. Die Versuche verliefen negativ: diese Elektronen scheinen innerhalb von Apparaten mit 3 mm dicker Zinkwand keine im Vergleich zur Ionisation der Höhenstrahlung selbst merkliche Ionisationswirkung zu liefern. Es ist möglich, daß diese Photoelektronen wesentlich weniger durchdringend sind und daher in den Strahlungsapparaten wegen starker Absorption in der Wand dem Nachweise entgehen.

8. Zum Schlusse wird die Ionisierungsbilanz über dem freien Meere unter Benutzung der vom Verfasser auf Helgoland erhaltenen Werte der Ionenverschwindungskonstante aufgestellt. Auch hier ergibt sich bei Einsetzung der entsprechenden Werte von β und q ein recht niedriger Wert für die Zahl der leichten Ionen, nämlich $n = 200$, während die direkten Beobachtungen auf den Fahrten der Carnegie-Expeditionen 1915 bis 1921 zweifach bis dreifach höhere Werte lieferten. Diese Diskrepanz läßt sich vorläufig noch nicht befriedigend erklären; sie deutet darauf hin, daß bei der Einschätzung der ionenerzeugenden Vorgänge über dem Meere, wahrscheinlich aber auch über Land nicht alle wirksamen Faktoren erfaßt werden.

Es wird auf die Notwendigkeit gleichzeitiger Messungen der Ionenerzeugung, der Verschwindungskonstante und der Zahl der leichten und schweren Ionen an einem und demselben Orte zur Klärung der Ionisierungsbilanz über See hingewiesen.

Die für die vorstehende Untersuchung erforderlichen Apparate wurden sämtlich aus Mitteln beschafft, die das Bundesministerium für Unterricht und die Akademie der Wissenschaften in Wien zur Verfügung stellte. Herrn Dr. James Stonborough in Wien bin ich für einen Beitrag zu den Reisekosten zu Dank verpflichtet.

Die Expedition nach Helgoland wurde ausschließlich durch eine Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft in Berlin ermöglicht.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, für die verständnisvolle Förderung meiner Forschungen allen den genannten Stellen bestens zu danken.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse](#)

Jahr/Year: 1927

Band/Volume: [136_2a](#)

Autor(en)/Author(s): Hess Victor Franz

Artikel/Article: [Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität Nr. 69. Die Ionenerzeugung und Ionenvernichtung in der Atmosphäre über dem Meere und im Gebirge. 603-643](#)