

Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität Nr. 71

Neue Untersuchungen über die Ionisierungsbilanz der Atmosphäre auf Helgoland

Von

Victor F. Hess

(Mit 7 Textfiguren)

(Vorgelegt in der Sitzung am 18. April 1929)

§ 1. Das Schweidler'sche Gesetz der Ionenwiedervereinigung und die theoretischen Grundlagen der Methode zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer der Ionen.

E. Schweidler¹ hat für schwach ionisierte Luft, die Kondensationskerne enthält, also auch für die Atmosphäre die Ungültigkeit des gewöhnlichen »quadratischen« Wiedervereinigungsgesetzes erwiesen und an dessen Stelle ein lineares Gesetz der Wiedervereinigung von der Form

$$\frac{dn}{dt} = q - \beta \cdot n = 0 \quad (1)$$

gesetzt: für den Fall des stationären Zustandes ist also die Ionisierungsstärke q nicht dem Quadrate der Zahl der leichten Ionen, sondern dieser Zahl n direkt proportional. Die Konstante β wird von Schweidler Verschwindungskonstante der leichten Ionen genannt, sie hat die Dimension einer reziproken Zeit. Bei Aufhören der Ionenerzeugung ($q = 0$) würde demnach in kernhaltiger Luft die Zahl der leichten Ionen (Kleinionen) nach einem Exponentialgesetz $n_t = n_0 \cdot e^{-\beta \cdot t}$ mit der Zeit abnehmen; daher kann man den reziproken Wert der Verschwindungskonstante β

$$\frac{1}{\beta} = \vartheta \quad (2)$$

als die »mittlere Lebensdauer« der leichten Ionen bezeichnen, in Analogie zu dem Begriffe der mittleren Lebensdauer beim radioaktiven Zerfall.

Das Schweidler'sche Gesetz wurde später unabhängig auch von J. Nolan und J. Enright² sowie von A. D. Power³ aufgestellt

¹ V. F. Hess, Wien. Sitz. Ber., II a, 127, 953, 1918, 128, 947, 1919 und 133, 23, 1924.

² J. Nolan und J. Enright, Proc. Roy. Irish Acad., 36, A, 93, 1923.

³ A. D. Power, Journ. of the Franklin Inst., 196, 327, 1923.

und von diesen Forschern wie auch von Schweidler selbst (l. c.) Methoden zur Bestimmung der Verschwindungskonstante β , beziehungsweise der mittleren Lebensdauer ϑ ausgearbeitet.

Die Gültigkeit des linearen Wiedervereinigungsgesetzes für atmosphärische Luft wurde von Schweidler (l. c.), W. Schlenck¹, V. F. Hess^{2,3} sowie von P. J. Nolan und Cilian O'Brolchain⁴ erwiesen, wobei die genannten Autoren mit Luft von recht verschiedener Herkunft und verschiedenem Kerngehalt arbeiteten. Merkbliche Abweichungen vom Schweidler'schen Gesetz treten erst dann zutage, wenn die Zahl der Kondensationskerne pro 1 cm^3 Luft auf etwa 1000 herabsinkt, also in reiner Seeluft (vgl. Hess³).

Für die experimentelle Bestimmung der Konstanten β , beziehungsweise der mittleren Lebensdauer ϑ der Kleinionen hat sich insbesondere Schweidlers »Methode II« bewährt. Nach dieser Methode haben Schlenck in Innsbruck, Hess auf Helgoland und in verschiedenen Landstationen in Österreich und P. J. Nolan und O'Brolchain in Dublin (Irland) ihre Messungen ausgeführt.

Es wird nicht unzweckmäßig sein, die theoretischen Grundlagen dieser Methode, die von Schweidler nur für den Fall eines ebenen Plattenkondensators ausführlich gegeben worden sind, für den allgemeinen Fall eines beliebig geformten Kondensators hier darzulegen, da aus der etwas knappen Darstellung Schweidlers nicht unmittelbar zu ersehen ist, in welcher einfacher Weise aus der Aufnahme der Strom-Spannungskurve des Kondensators nicht nur die mittlere Lebensdauer der Kleinionen, sondern auch die Leitfähigkeit des Gases und die Zahl der Kleinionen im Kondensator bei der Feldstärke Null berechnet werden kann. Gleichzeitig soll diese Darstellung die Beziehung der Verschwindungskonstante zu den Wiedervereinigungskoeffizienten zwischen Kleinionen und ungeladenen Kernen (η_1), beziehungsweise zwischen Kleinionen und Großionen des entgegengesetzten Vorzeichens (η_2) klarlegen.

Bezeichnen wir mit n die Zahl der Kleinionen (leichten Ionen), mit N die Zahl der Großionen (Langevin-Ionen) pro 1 cm^3 , mit α den gewöhnlichen »quadratischen« Wiedervereinigungskoeffizienten zwischen den Kleinionen beider Vorzeichen untereinander und mit N_0 die Zahl der ungeladenen Aitken'schen Kondensationskerne pro Kubikzentimeter, so ist die Gesamtzahl Z der Aitken-Kerne

$$Z = N_0 + 2N, \quad (3)$$

wobei wir unter N den Mittelwert der Zahlen der positiven und der negativen Großionen⁵ verstehen.

¹ W. Schlenck, Wien. Sitz. Ber., II a, 133, 29. 1924.

² V. F. Hess, Wien. Sitz. Ber., II a, 136, 603, 1927, Physik. Zeitschr., 28, 882.

³ V. H. Hess, Physik. Zeitschr., 29, 949, 1928.

⁴ P. J. Nolan und C. O'Brolchain, Proc. Roy. Irish Acad., 38, A., 40. 1929.

⁵ Mit der Annahme der Bezeichnung »Großionen« und »Kleinionen« folge ich einem zweckmäßigen Gebrauche von A. Schmauß und A. Wigand (»Die Atmosphäre als Kolloid«, Braunschweig, Vieweg, 1929).

Das Verhältnis der Zahl der ungeladenen Kerne zu der der geladenen Kerne jedes Vorzeichens N_0/N ist nach den Ergebnissen von J. Nolan, B. K. Boylan und G. P. de Sauty¹ eine Konstante (1·28), welche dem Quotienten zwischen dem Koeffizienten η_2 der Wiedervereinigung zwischen Kleinionen und Großionen und dem Koeffizienten η_1 der Wiedervereinigung zwischen Kleinionen und ungeladenen Kernen numerisch gleich ist:

$$\frac{N_0}{N} = \frac{\eta_2}{\eta_1} = 1 \cdot 28. \quad (4)$$

Obwohl meine neuen Messungen auf Helgoland (siehe unten) dafür sprechen, daß der Zahlenwert dieses Verhältnisses je nach der Art der vorhandenen Aitken'schen Kerne nicht unerheblich variiert, dürfen wir — ohne uns auf den Zahlenwert festzulegen — diese Relation, die übrigens auch theoretisch begründet ist², als gesichert ansehen.

Die allgemeine Gleichung für das Gleichgewicht zwischen ionenerzeugenden Vorgängen (die Gesamtionisierungsstärke sei mit q bezeichnet) und Ionenvernichtung in Luft bei Abwesenheit eines elektrischen Feldes lautet dann:

$$dn/dt = q - \alpha \cdot n^2 - \eta_1 \cdot n \cdot N_0 - \eta_2 \cdot n \cdot N = 0. \quad (5)$$

Die Schweidler'sche Beziehung (1) zeigt somit, daß die Verschwindungskonstante

$$\beta = \alpha \cdot n + \eta_1 \cdot N_0 + \eta_2 \cdot N \quad (6)$$

nur insoweit als unabhängig von der Zahl n der Kleinionen angesehen werden darf, als die zwei letzten Terme in (6) mit N_0 und N den ersten Term mit n wesentlich überwiegen. Praktisch wird dies fast überall der Fall sein, zumal die Koeffizienten η_1 und η_2 mehrmals so groß sind als der Wiedervereinigungskoeffizient α der Kleinionen.

Ersetzt man N_0 durch N nach der Nolan'schen Beziehung (4) so folgt

$$\beta = \alpha \cdot n + 2 \eta_2 \cdot N \quad (7)$$

Wir werden diese Beziehung später dazu benützen, um aus experimentell zu gleicher Zeit bestimmten Werten von β , n und N den Koeffizienten η_2 zu berechnen.

Zur Prüfung des Gleichgewichtes der ionenerzeugenden und ionenvernichtenden Prozesse wird die Gleichung (1) auch in der modifizierten, anschaulichen Form

$$q \cdot \vartheta = n \quad (8)$$

¹ Proc. Roy. Irish Acad. A. 37, 1, 1925.

² Vgl. E. Schweidler, »Die Ionenleitung in Gasen« (Wien-Harms, Handb. d. Exper. Physik, 13. Bd., 1. Hälfte, p. 35, 1929).

und von diesen Forschern wie auch von Schweidler selbst (l. c.) Methoden zur Bestimmung der Verschwindungskonstante β , beziehungsweise der mittleren Lebensdauer ϑ ausgearbeitet.

Die Gültigkeit des linearen Wiedervereinigungsgesetzes für atmosphärische Luft wurde von Schweidler (l. c.), W. Schlenck¹, V. F. Hess^{2,3} sowie von P. J. Nolan und Cilian O'Brolchain⁴ erwiesen, wobei die genannten Autoren mit Luft von recht verschiedener Herkunft und verschiedenem Kerngehalt arbeiteten. Merkbliche Abweichungen vom Schweidler'schen Gesetz treten erst dann zutage, wenn die Zahl der Kondensationskerne pro 1 cm^3 Luft auf etwa 1000 herabsinkt, also in reiner Seeluft (vgl. Hess³).

Für die experimentelle Bestimmung der Konstanten β , beziehungsweise der mittleren Lebensdauer ϑ der Kleinionen hat sich insbesondere Schweidlers »Methode II« bewährt. Nach dieser Methode haben Schlenck in Innsbruck, Hess auf Helgoland und in verschiedenen Landstationen in Österreich und P. J. Nolan und O'Brolchain in Dublin (Irland) ihre Messungen ausgeführt.

Es wird nicht unzweckmäßig sein, die theoretischen Grundlagen dieser Methode, die von Schweidler nur für den Fall eines ebenen Plattenkondensators ausführlich gegeben worden sind, für den allgemeinen Fall eines beliebig geformten Kondensators hier darzulegen, da aus der etwas knappen Darstellung Schweidlers nicht unmittelbar zu ersehen ist, in welcher einfacher Weise aus der Aufnahme der Strom-Spannungskurve des Kondensators nicht nur die mittlere Lebensdauer der Kleinionen, sondern auch die Leitfähigkeit des Gases und die Zahl der Kleinionen im Kondensator bei der Feldstärke Null berechnet werden kann. Gleichzeitig soll diese Darstellung die Beziehung der Verschwindungskonstante zu den Wiedervereinigungskoeffizienten zwischen Kleinionen und ungeladenen Kernen (η_1), beziehungsweise zwischen Kleinionen und Grobionen des entgegengesetzten Vorzeichens (η_2) klarlegen.

Bezeichnen wir mit n die Zahl der Kleinionen (leichten Ionen), mit N die Zahl der Grobionen (Langevin-Ionen) pro 1 cm^3 , mit α den gewöhnlichen »quadratischen« Wiedervereinigungskoeffizienten zwischen den Kleinionen beider Vorzeichen untereinander und mit N_0 die Zahl der ungeladenen Aitken'schen Kondensationskerne pro Kubikzentimeter, so ist die Gesamtzahl Z der Aitken-Kerne

$$Z = N_0 + 2N, \quad (3)$$

wobei wir unter N den Mittelwert der Zahlen der positiven und der negativen Grobionen⁵ verstehen.

¹ W. Schlenck, Wien. Sitz. Ber., II a, 133, 29. 1924.

² V. F. Hess, Wien. Sitz. Ber., II a, 136, 603, 1927, Physik. Zeitschr., 28, 882.

³ V. H. Hess, Physik. Zeitschr., 29, 949, 1928.

⁴ P. J. Nolan und C. O'Brolchain, Proc. Roy. Irish Acad., 38, A., 40. 1929.

⁵ Mit der Annahme der Bezeichnung »Grobionen« und »Kleinionen« folge ich einem zweckmäßigen Gebrauche von A. Schmauß und A. Wigand (»Die Atmosphäre als Kolloid«, Braunschweig, Vieweg, 1929).

Das Verhältnis der Zahl der ungeladenen Kerne zu der der geladenen Kerne jedes Vorzeichens N_0/N ist nach den Ergebnissen von J. Nolan, B. K. Boylan und G. P. de Sauty¹ eine Konstante (1·28), welche dem Quotienten zwischen dem Koeffizienten η_2 der Wiedervereinigung zwischen Kleinionen und Großionen und dem Koeffizienten η_1 der Wiedervereinigung zwischen Kleinionen und ungeladenen Kernen numerisch gleich ist:

$$\frac{N_0}{N} = \frac{\eta_2}{\eta_1} = 1 \cdot 28. \quad (4)$$

Obwohl meine neuen Messungen auf Helgoland (siehe unten) dafür sprechen, daß der Zahlenwert dieses Verhältnisses je nach der Art der vorhandenen Aitken'schen Kerne nicht unerheblich variiert, dürfen wir — ohne uns auf den Zahlenwert festzulegen — diese Relation, die übrigens auch theoretisch begründet ist², als gesichert ansehen.

Die allgemeine Gleichung für das Gleichgewicht zwischen ionenerzeugenden Vorgängen (die Gesamtionierungsstärke sei mit q bezeichnet) und Ionenvernichtung in Luft bei Abwesenheit eines elektrischen Feldes lautet dann:

$$dn/dt = q - \alpha \cdot n^2 - \eta_1 \cdot n \cdot N_0 - \eta_2 \cdot n \cdot N = 0. \quad (5)$$

Die Schweidler'sche Beziehung (1) zeigt somit, daß die Verschwindungskonstante

$$\beta = \alpha \cdot n + \eta_1 \cdot N_0 + \eta_2 \cdot N \quad (6)$$

nur insoweit als unabhängig von der Zahl n der Kleinionen angesehen werden darf, als die zwei letzten Terme in (6) mit N_0 und N den ersten Term mit n wesentlich überwiegen. Praktisch wird dies fast überall der Fall sein, zumal die Koeffizienten η_1 und η_2 mehrmals so groß sind als der Wiedervereinigungskoeffizient α der Kleinionen.

Ersetzt man N_0 durch N nach der Nolan'schen Beziehung (4) so folgt

$$\beta = \alpha \cdot n + 2 \eta_2 \cdot N \quad (7)$$

Wir werden diese Beziehung später dazu benützen, um aus experimentell zu gleicher Zeit bestimmten Werten von β , n und N den Koeffizienten η_2 zu berechnen.

Zur Prüfung des Gleichgewichtes der ionenerzeugenden und ionenvernichtenden Prozesse wird die Gleichung (1) auch in der modifizierten, anschaulichen Form

$$q \cdot \vartheta = n \quad (8)$$

¹ Proc. Roy. Irish Acad. A. 37, 1, 1925.

² Vgl. E. Schweidler, »Die Ionenleitung in Gasen« (Wien-Harms, Handb. d. Exper. Physik, 13. Bd., 1. Hälfte, p. 35, 1929).

gebraucht werden; wir wollen diese Gleichung die Bilanzgleichung nennen.

Denken wir uns nun die zu untersuchende Luft in einem Ionisationsgefäß mit beliebig gestalteten Elektroden, z. B. in einem Zylinderkondensator (Volumen V , elektrostatische Kapazität C) enthalten und legen wir eine kleine Spannung an, so wird aus dem ionenhältigen Gas auch durch das elektrische Feld eine gewisse Zahl ν von Ionen pro Kubikzentimeter und Sekunde entzogen; der stationäre Zustand entspricht dann der Gleichung

$$dn/dt = q - \beta \cdot n - \nu = 0, \text{ d. h. } n = (q - \nu) \cdot \vartheta. \quad (9)$$

Innerhalb des Gültigkeitsbereiches des Ohm'schen Gesetzes kann ferner auch die gesamte Stromstärke J der angelegten Potentialdifferenz E proportional gesetzt werden (R sei der Gesamtwiderstand, Λ der Leitwert des Gases), d. h.

$$J = E/R = E \cdot \Lambda. \quad (10)$$

Ferner ist, wenn wir mit Γ die Widerstandskapazität des Gefäßes, mit ρ den spezifischen Widerstand des Gases und mit λ die spezifische Leitfähigkeit bezeichnen

$$R = \Gamma \cdot \rho, \quad \Lambda = \frac{1}{\Gamma} \lambda. \quad (11)$$

(10) lautet daher auch

$$J = E \cdot \frac{\lambda}{\Gamma} = \epsilon \cdot V \cdot \nu, \quad (12)$$

wo ϵ die elektrische Elementarladung bedeutet. Daraus folgt

$$\nu = \frac{E}{\epsilon \cdot V \cdot \Gamma} \cdot \lambda = \frac{E}{V \cdot \Gamma} (k_1 + k_2) \cdot n, \quad (13)$$

wenn λ durch das Produkt $\epsilon \cdot (k_1 + k_2) \cdot n$ ersetzt wird; mit k_1 und k_2 sind in üblicher Weise die Beweglichkeiten der positiven und der negativen Kleinionen bezeichnet.

Man erhält also ν , wenn man n mit dem Faktor $\frac{k_1 + k_2}{V \cdot \Gamma} \cdot E$ multipliziert. Somit folgt durch Einsetzen aus (9) in (13)

$$\nu = \frac{k_1 + k_2}{V \cdot \Gamma} \cdot E \cdot (q - \nu) \cdot \vartheta \quad (14)$$

Die Größe

$$H = \frac{V \cdot \Gamma}{(k_1 + k_2) \cdot \vartheta} \quad (15)$$

hat die Bedeutung einer Spannungsdifferenz, und zwar derjenigen, bei welcher die vom Feld pro 1 cm^3 und sek. abgeschiedene Zahl ν der Ionen gleich der halben Zahl der vom Ionisator erzeugten Ionen (q) ist, d. h. bei welcher die Stromstärke J gleich der halben Sättigungsstromstärke J_s wird. Schweidler nannte daher H die Halbwertspannung. Setzt man nämlich $E = H$, so wird $\nu = q/2$ und $J = J_s/2$. Aus (15) läßt sich nun die mittlere Lebensdauer ϑ der Kleinionen leicht berechnen. Es ist zweckmäßig, die Widerstandskapazität Γ des Ionisationsgefäßes durch den Ausdruck $1/4 \pi \cdot C$ zu ersetzen¹, worin C die elektrostatische Kapazität des Kondensators (ohne Elektrometer) bedeutet. So folgt die Endformel

$$\vartheta = \frac{V}{4 \pi \cdot C \cdot (k_1 + k_2)} \cdot \frac{1}{H} = \frac{1}{\beta}. \quad (16)$$

Hierin sind C und V Apparatkonstanten; für $(k_1 + k_2)$, die Summe der Beweglichkeit der positiven und negativen Kleinionen, wird ein konstanter Wert eingesetzt. Wir legen den Zahlenwert für feuchte Luft $k_1 + k_2 = 1 \cdot 37 + 1 \cdot 51 = 2 \cdot 88 \text{ cm/sek. Volt/cm}$ zugrunde,² der den mittleren Verhältnissen in Freiluft am besten entsprechen dürfte und der auch von Schlenck und von mir bei den früheren Untersuchungen benützt worden ist.

Die Spannung H wird auf graphischem Wege ermittelt: man bestimmt bei verschiedenen angelegten Spannungen E die zugehörigen Werte der Stromstärke J . Trägt man diese als Abszissen, die Quotienten J/E als Ordinaten auf, so erhält man bei Gültigkeit des Schweidler'schen linearen Wiedervereinigungsgesetzes eine Gerade, deren Schnittpunkt mit der J -Achse den Wert J_s des Sättigungsstromes liefert. Die Ionisierungsstärke im Gefäß ist dann

$$q = \frac{J_s}{\varepsilon \cdot V}. \quad (17)$$

Auf der experimentell gefundenen Geraden sucht man dann denjenigen Wert J_h/H , welcher gerade dem Halbwert $J_h = J_s/2$ entspricht. Division der beiden Größen ergibt dann die gesuchte Halbwertspannung H und Einsetzen dieser in Formel (16) den gesuchten Wert der mittleren Lebensdauer ϑ , beziehungsweise der Verschwundungskonstante β der Kleinionen.

Aus dem $J/E:J$ -Diagramm kann man auch noch die spezifische Leitfähigkeit des Gases im Gefäß bei der Feldstärke Null und Stromstärke Null durch Extrapolation leicht ermitteln. Nennen wir diesen Wert λ_0 , so ergibt sich ferner auch die mittlere Zahl n_0 der Kleinionen im Gefäß durch die Formel

$$n_0 = \frac{\lambda_0}{\varepsilon \cdot (k_1 + k_2)}. \quad (18)$$

¹ F. Kohlrausch, Verh. d. D. Phys. Ges., 1906, p. 151.

St. Meyer und E. Schweidler, Radioaktivität, 2. Aufl., Teubner, 1927, p. 180.

gebraucht werden; wir wollen diese Gleichung die Bilanzgleichung nennen.

Denken wir uns nun die zu untersuchende Luft in einem Ionisationsgefäß mit beliebig gestalteten Elektroden, z. B. in einem Zylinderkondensator (Volumen V , elektrostatische Kapazität C) enthalten und legen wir eine kleine Spannung an, so wird aus dem ionenhältigen Gas auch durch das elektrische Feld eine gewisse Zahl ν von Ionen pro Kubikzentimeter und Sekunde entzogen; der stationäre Zustand entspricht dann der Gleichung

$$dn/dt = q - \beta \cdot n - \nu = 0, \text{ d. h. } n = (q - \nu) \cdot \vartheta. \quad (9)$$

Innerhalb des Gültigkeitsbereiches des Ohm'schen Gesetzes kann ferner auch die gesamte Stromstärke J der angelegten Potentialdifferenz E proportional gesetzt werden (R sei der Gesamtwiderstand, Λ der Leitwert des Gases), d. h.

$$J = E/R = E \cdot \Lambda. \quad (10)$$

Ferner ist, wenn wir mit Γ die Widerstandskapazität des Gefäßes, mit ρ den spezifischen Widerstand des Gases und mit λ die spezifische Leitfähigkeit bezeichnen

$$R = \Gamma \cdot \rho, \quad \Lambda = \frac{1}{\Gamma} \cdot \lambda. \quad (11)$$

(10) lautet daher auch

$$J = E \cdot \frac{\lambda}{\Gamma} = \epsilon \cdot V \cdot \nu, \quad (12)$$

wo ϵ die elektrische Elementarladung bedeutet. Daraus folgt

$$\nu = \frac{E}{\epsilon \cdot V \cdot \Gamma} \cdot \lambda = \frac{E}{V \cdot \Gamma} (k_1 + k_2) \cdot n, \quad (13)$$

wenn λ durch das Produkt $\epsilon \cdot (k_1 + k_2) \cdot n$ ersetzt wird; mit k_1 und k_2 sind in üblicher Weise die Beweglichkeiten der positiven und der negativen Kleinionen bezeichnet.

Man erhält also ν , wenn man n mit dem Faktor $\frac{k_1 + k_2}{V \cdot \Gamma} \cdot E$ multipliziert. Somit folgt durch Einsetzen aus (9) in (13)

$$\nu = \frac{k_1 + k_2}{V \cdot \Gamma} \cdot E \cdot (q - \nu) \cdot \vartheta \quad (14)$$

Die Größe

$$H = \frac{V \cdot \Gamma}{(k_1 + k_2) \cdot \vartheta} \quad (15)$$

hat die Bedeutung einer Spannungsdifferenz, und zwar derjenigen, bei welcher die vom Feld pro 1 cm^3 und sek. abgeschiedene Zahl ν der Ionen gleich der halben Zahl der vom Ionisator erzeugten Ionen (q) ist, d. h. bei welcher die Stromstärke J gleich der halben Sättigungsstromstärke J_s wird. Schweidler nannte daher H die Halbwertspannung. Setzt man nämlich $E = H$, so wird $\nu = q/2$ und $J = J_s/2$. Aus (15) läßt sich nun die mittlere Lebensdauer ϑ der Kleinionen leicht berechnen. Es ist zweckmäßig, die Widerstandskapazität Γ des Ionisationsgefäßes durch den Ausdruck $1/4 \pi \cdot C$ zu ersetzen¹, worin C die elektrostatische Kapazität des Kondensators (ohne Elektrometer) bedeutet. So folgt die Endformel

$$\vartheta = \frac{V}{4 \pi \cdot C \cdot (k_1 + k_2)} \cdot \frac{1}{H} = \frac{1}{\beta}. \quad (16)$$

Hierin sind C und V Apparatkonstanten; für $(k_1 + k_2)$, die Summe der Beweglichkeit der positiven und negativen Kleinionen, wird ein konstanter Wert eingesetzt. Wir legen den Zahlenwert für feuchte Luft $k_1 + k_2 = 1 \cdot 37 + 1 \cdot 51 = 2 \cdot 88 \text{ cm/sek. Volt/cm}$ zugrunde,² der den mittleren Verhältnissen in Freiluft am besten entsprechen dürfte und der auch von Schlenck und von mir bei den früheren Untersuchungen benützt worden ist.

Die Spannung H wird auf graphischem Wege ermittelt: man bestimmt bei verschiedenen angelegten Spannungen E die zugehörigen Werte der Stromstärke J . Trägt man diese als Abszissen, die Quotienten J/E als Ordinaten auf, so erhält man bei Gültigkeit des Schweidler'schen linearen Wiedervereinigungsgesetzes eine Gerade, deren Schnittpunkt mit der J -Achse den Wert J_s des Sättigungsstromes liefert. Die Ionisierungsstärke im Gefäß ist dann

$$q = \frac{J_s}{\varepsilon \cdot V}. \quad (17)$$

Auf der experimentell gefundenen Geraden sucht man dann denjenigen Wert J_h/H , welcher gerade dem Halbwert $J_h = J_s/2$ entspricht. Division der beiden Größen ergibt dann die gesuchte Halbwertspannung H und Einsetzen dieser in Formel (16) den gesuchten Wert der mittleren Lebensdauer ϑ , beziehungsweise der Verschwindungskonstante β der Kleinionen.

Aus dem J/E : J -Diagramm kann man auch noch die spezifische Leitfähigkeit des Gases im Gefäß bei der Feldstärke Null und Stromstärke Null durch Extrapolation leicht ermitteln. Nennen wir diesen Wert λ_0 , so ergibt sich ferner auch die mittlere Zahl n_0 der Kleinionen im Gefäß durch die Formel

$$n_0 = \frac{\lambda_0}{\varepsilon \cdot (k_1 + k_2)}. \quad (18)$$

¹ F. Kohlrausch, Verh. d. D. Phys. Ges., 1906, p. 151.

² St. Meyer und E. Schweidler, Radioaktivität, 2. Aufl., Teubner, 1927, p. 180.

Der Wert von λ_0 kann auch aus der Formel

$$\lambda_0 = \frac{\varepsilon}{4\pi \cdot C} \cdot q \quad \frac{1}{H} \quad (19)$$

berechnet werden, wenn man (14) in der Form $v = \frac{E}{H}(q-v)$ schreibt, aus (13) für v λ einsetzt und dann (für den feldfreien Zustand) $E = 0$, beziehungsweise $v = 0$ setzt. In (19) muß natürlich, wenn H in Volt ausgedrückt ist, im Zähler noch der Zahlenfaktor 300 eingefügt werden, um λ_0 in elektrostatischen Einheiten zu erhalten.

Einige Autoren (Schlenck, P. J. Nolan und O'Brolchain) haben in der Endformel (16) für C die aus den Dimensionen des Zylinderkondensators berechnete Kapazität benutzt. Wenn auch die Randstörung durch den Boden des Zylinders bei der letzten Anordnung Nolans (Totallänge 120 *cm*) gering sein dürfte, ist es doch zweifellos zuverlässiger, für C den direkt experimentell bestimmten Wert der Anordnung einzusetzen.

§ 2. Das Problem der Ionisierungsbilanz der Atmosphäre.

Nach der beschriebenen Methode hat zuerst W. Schlenck (l. c.) in Innsbruck gearbeitet. Der Verfasser hat die Methode im Jahre 1927 verbessert und für Messungen auf Reisen erst brauchbar gemacht.¹ Weitere Messungen nach derselben Methode haben P. J. Nolan und Cilian O'Brolchain (l. c.) 1927 bis 1928 in Dublin (Irland) durchgeführt.

Die eben zitierten Untersuchungen des Verfassers über die mittlere Lebensdauer der Kleinionen in Tirol und auf Helgoland verfolgten Zweck, etwaige Verschiedenheiten der Ionenvernichtung in reiner Land- und Seeluft genau zu studieren und zu einer befriedigenden Lösung eines der Hauptprobleme der atmosphärischen Elektrizität, der Ionisierungsbilanz über dem Meere zu gelangen.

Es handelt sich hiebei um die Frage: Sind die uns bekannten Ionisatoren der Atmosphäre quantitativ ausreichend, um den wirklich beobachteten Ionisationszustand der Luft hervorzurufen?

Eine befriedigende, bilanzmäßige Gegenüberstellung der Wirksamkeit ionenerzeugender und ionenvernichtender Vorgänge für normale kernhaltige Freiluft ist erst seit der Auffindung des linearen Wiedervereinigungsgesetzes Schweidler's möglich geworden. Die »Bilanzgleichung« (8) besagt, daß das Produkt der Ionisierungsstärke und der mittleren Lebensdauer der Kleinionen gleich der wirklich beobachteten Zahl der Kleinionen pro Kubikzentimeter sein muß.

Während diese Bilanz über Land, soweit das spärlich vorliegende Beobachtungsmaterial es zu beurteilen gestattet, ziemlich

¹ V. F. Hess, Wien. Sitz. Ber., II a, 136, 603 bis 643, 1927, Phys. Zeitschrift, 28, 882, 1927.

gut stimmt, schienen meine ersten Versuche auf Helgoland im Juni 1927 auf ernste Diskrepanzen hinzudeuten, so daß die Möglichkeit erwogen werden mußte, ob bei der Aufstellung der Ionisierungsbilanz über dem Meere nicht ein (uns bisher unbekannter) Ionisator übersehen worden sei.

In reiner Landluft liegen Bestimmungen der mittleren Lebensdauer der Kleinionen nur von E. Schweidler (l. c.) in Seeham (Salzburg) und dem Verfasser (l. c.) in Lans (Tirol) vor; die Mittelwerte betragen 60, beziehungsweise 30 Sekunden. Ein mittlerer Wert von 50 Sekunden bei einer mittleren Ionisierungsstärke von $q = 12 J$ über Land (J ist die übliche abkürzende Bezeichnung für »Ionenpaare pro 1 cm^3 und sek.«) ergibt, eingesetzt in die Bilanzgleichung $q \cdot \vartheta = n = 600$ als zu erwartende Ionenzahl. Dieser Wert stimmt mit den über Festland im allgemeinen erhaltenen Zahlen (600 bis 700) befriedigend überein. Über dem freien Meere dagegen, wo in landfernen Gebieten als einziger Ionisator die kosmische Ultragammastrahlung¹ mit ihren Sekundärstrahlen etwa $2 J$ liefert, würden nach den von mir im Juni 1927 im Hafen von Helgoland gefundenen Werten von ϑ (Mittelwert 28, Höchstwert 67 sek.) Ionenzahlen von höchstens 130 pro 1 cm^3 resultieren also Zahlen, die nur etwa ein Viertel der wirklich über See beobachteten Werte betragen.

Eine kleine Verringerung dieser Diskrepanz tritt nun allerdings ein, wenn man eine Reduktion an den erwähnten Werten anbringt. Diese Reduktion ist dadurch notwendig geworden, da eine aus anderem Anlasse vorgenommene Kontrolle des im Jahre 1927 verwendeten Kapazitätsnormals (eines Harms'schen Kondensators) ergeben hat, daß der vom Fabrikanten (1906) angegebene Influenzierungskoeffizient um etwa 10% zu groß ist, d. h. nur 38.7 und nicht wie angegeben 43.4 cm beträgt. Dadurch verringern sich alle in meinen damaligen Publikationen mitgeteilten Werte der Verswindungskonstanten im Verhältnis 38.7 bis 43.4 und die Lebensdauern vergrößern sich in dem gleichen Verhältnis. Die richtigen Mittelwerte von ϑ nach den Messungen von 1927 betragen daher für Helgoland-Hafen 31.8 sek. für Lans (Tirol) 36.7 sek. Der Höchstwert im Hafengebiet wird dann statt 67 sek. nunmehr 75 sek. und die nach diesen Daten zu erwartende Höchstzahl von Kleinionen über See $q \cdot \vartheta = n = 2.75 = 150$. Auch dieser Wert ist noch etwa dreimal kleiner als der Mittelwert der Ionenzahlen über den Ozeanen, der auf den Fahrten des Expeditionsschiffes »Carnegie« gewonnen worden ist.

Da nun die für meine Messungen auf Helgoland im Juni 1927 verfügbaren Aufstellungsorte der Apparate (Oberland nahe der Südspitze und Hafen) doch nicht genügend sicher vor Störungen durch Rauchgase von den bewohnten Teilen der Insel waren, so wurden zur eingehenderen Untersuchung der Ionisierungsbilanz im Sommer 1928 die Messungen auf einem vor Luftverunreinigungen sicheren

¹ Im folgenden soll hierfür der Kürze wegen der Ausdruck Ultrastrahlung gebraucht werden.

Punkte, nämlich auf der Nordspitze von Helgoland, in erweitertem Maße wiederholt und durch gleichzeitige Messungen aller übrigen für die Bilanz wichtigen Größen (Ionisierungsstärke, Zahl der Kleinionen und der Großionen beider Vorzeichen, Zahl der Aitken'schen Kondensationskerne und Bestimmung der meteorologischen Elemente) ergänzt.

Hiedurch wird zum ersten Male durch Simultanmessungen aller in Betracht kommenden luftelektrischen Elemente eine direkte, einwandfreie Bilanz der Ionisation an dem Beobachtungsort (Nordspitze) ermöglicht. Die auf Helgoland stark ausgeprägte Veränderlichkeit der Kernzahl mit der Windrichtung ließ auch voraussehen, daß sich aus einem Beobachtungsmaterial dieser Art wichtige Schlüsse über die Ionenbilanz über dem freien Meere und in der stärker verunreinigten Festlandsluft ableiten lassen.

Wie schon in früheren Mitteilungen dargelegt wurde, kommt der Klärung der Ionisationsverhältnisse über dem freien Meere besondere Wichtigkeit schon deswegen zu, da die meerbedeckten und gleichzeitig landfernen Teile der Erdoberfläche mehr als die Hälfte dieser ausmachen. In diesen Gebieten ist der einzige uns bekannte ionenerzeugende Vorgang die kosmische Ultrastrahlung mit ihren Sekundärstrahlen.

Die vorliegende Untersuchung soll nun zeigen, ob dieser Ionisator auch wirklich ausreicht, um die über See beobachteten Ionenzahlen zu liefern und ferner aufklären, wieso es kommt, daß diese ($n = 500$ bis 600 Kleinionen pro Kubikzentimeter) fast ebenso groß sind, wie über Festland (Mittelwert 700 Kubikzentimeter), obwohl dort die Ionisatoren 4 bis 6 mal schwächer sind.

§ 3. Beobachtungsort und Beschreibung der Versuchsanordnungen.

Zur Durchführung des oben skizzierten Beobachtungsprogrammes war natürlich die Errichtung einer freistehenden Beobachtungshütte erforderlich. Für die Aufstellung derselben war die Nordspitze von Helgoland zweifellos der bestgeeignete Ort, denn dort läuft die Insel, die im Südosten etwa 500 m breit wird, ganz spitz zu, so daß nur bei reinem Südostwind Luft von den bewohnten Teilen der Insel die Hütte erreichen kann. Außerdem sind keine menschlichen Ansiedlungen in der Nähe. Der eingefriedete Aufstellungsort der (mit Preßluft betriebenen) zwei Nebelhörner (siehe Fig. 1 rechts) liegt etwa 15 m von der Hütte landeinwärts. Die Hütte selbst (siehe Fig. 1, Mitte) wurde zirka 20 m von der senkrecht abfallenden äußersten Kante der Landzunge aufgestellt. Die Breite der Landzunge beträgt an dem Orte, wo die Hütte steht, etwa 25 m. Da an den Rändern dieser Felsklippe das Terrain etwas einsturzgefährlich ist, ist das ganze Gebiet — von den Nebelhörnern angefangen — für das Publikum abgesperrt, was anderseits die notwendige Vorbedingung für die ungestörte Ausführung aller Messungen bildete. Der Felsen, auf dem die Hütte errichtet wurde, ist bröcke-

liger Buntsandstein; die Oberfläche ist, um weitere Verwitterung möglichst hintanzuhalten, mit einer zusammenhängenden Decke von glasierten Ziegelplatten überzogen. Das Fundament der Hütte war direkt an diesem Ziegelboden durch zementierte Eisenträger verankert.

Die Einzelheiten der Konstruktion der Hütte sind aus Fig. 2 zu entnehmen. Die Grundfläche der Hütte war quadratisch, $3 \times 3 \text{ m}$, die Höhe bis zum Dachfirst 3 m . An drei Seitenwänden sind Fenster



Fig. 1.

angebracht, die bei grobem Wetter mit gutschließenden Fensterladen aus Holz überdeckt werden. An der vierten (gegen die Nebelhörner zugekehrten) Seitenwand befindet sich die Eingangstür. Die Hütte wurde von dem Helgoländer Zimmermeister Jasper Oelrich Rickmers erbaut, der besondere Sorgfalt auf die Dichtung und auf Festigkeit der ganzen Konstruktion verwendete. Tatsächlich hat die Hütte auch die Herbst- und Winterstürme 1928/29 ohne Beschädigung ausgehalten und selbst bei wolkenbruchartigen Gewitterregen im Sommer sind die im Innern aufgestellten Apparate stets unversehrt geblieben.

Zur erschütterungsfreien Aufstellung der Apparate waren drei etwa metertief in den Boden eingerammte und durch Zement mit dem Ziegelboden verbundene kräftige vierkantige Pfähle vorgesehen. Die daran befestigten empfindlichen Einfadenelektrometer blieben so

auch bei heftigen Winden, welche die Wände der Hütte stark erzittern machten, stets genügend erschütterungsfrei. Bei Windstärke 8 betrug die maximalen Schwankungen der Elektrometerfäden ± 1 Skalenteil (bei einer Empfindlichkeit von 50 bis 60 Sk.-T. pro Volt.)

Die Erdung wurde durch ein etwa 1 m in den Boden eingegrabenes dickwandiges Eisenrohr von 3 cm Durchmesser vermittelt. Durch Befeuchtung des Bodens wurde stets guter Kontakt gesichert. Von dem Rohr führte ein angelöteter starker Kupferdraht in das Innere der Hütte, wo an acht rings an den Wänden verteilten Punkten Erdungsklemmen zum Anschließen der Apparate angebracht waren.



Fig. 2.

Die zahlreichen, zur Bestimmung aller für die Ionisierungsbilanz wichtigen luftelektrischen Größen dienenden Apparate konnten natürlich nicht von einem Beobachter allein bedient werden.

Als mein Mitarbeiter fungierte Dr. Oskar Mathias, Assistent der Universitätssternwarte in Graz, der alle Ionenzählungen übernahm und außerdem Versuche mit zwei Kolhörster'schen Strahlungsapparaten durchführte. Er wird über seine, in den Tabellen dieser Abhandlung größtenteils mit aufgenommenen Ergebnisse der Zählungen von Klein- und Großionen in einer eigenen Mitteilung später berichten.

Es soll nun Näheres über die einzelnen Meßmethoden und die Aufstellung der Apparate mitgeteilt werden.

a) Die Messung der mittleren Lebensdauer der Kleinionen (beziehungsweise der Verschwindungskonstante).

Es wurden an der nach der Schweidler'schen »Methode II« arbeitenden, in einer früheren Abhandlung¹ ausführlich beschriebenen Versuchsanordnung weitere Verbesserungen angebracht. Von der ersten Versuchsreihe auf Helgoland her wußte ich, daß dort die Gesamtionisation im Gefäß bedeutend geringer ist, als in Mitteleuropa, nämlich nur etwa 6 bis 8 J beträgt. Bei der im Freien bestbewährten maximalen Spannungsempfindlichkeit von 50 bis 60 Sk.-T. pro Volt hatten bei den früheren Versuchsanordnungen die Einzelmessungen über 4 Minuten gedauert, weshalb ich damals in der Mehrzahl der Versuche eine künstliche Zusatzionisation von 20 bis 25 J (durch Gammastrahlung eines schwachen in einem Glasrohr eingeschmolzenen Mesothorpräparates) anwendete, um die Gesamtdauer einer Versuchsreihe auf 1 bis 2 Stunden zu beschränken.

Bei den Messungen im Sommer 1928 habe ich durchaus darauf verzichtet, künstliche Zusatzionisation anzuwenden, um die Messung der Lebensdauer bei Verhältnissen auszuführen, welche möglichst genau denen der freien Luft entsprechen. Die Abkürzung der Zeit einer Einzelmessung auf zirka eine Minute konnte unschwer durch Vergrößerung des Rauminhaltes des Ionisationsgefäßes auf 37·07 Liter (gegen 11·9 Liter im Jahre 1927) erreicht werden. Das neue Ionisationsgefäß ist aus 1 mm dicken Messing gefertigt und wieder zylindrisch gestaltet (lichte Weite 28·06 cm, Höhe 60 cm). Die Innenelektrode war ein hohler, an beiden Enden verlöteter Messingstab von 1 cm Durchmesser und 45·6 cm Länge, der im Gefäß axial angebracht war und vom Boden des Gefäßes ebensoweit abstand wie von den Wänden. Das Gefäß ist mit je einem Hahne oben und unten versehen, um nach Bedarf auch filtrierte Luft einlassen zu können. Es schließt fast luftdicht, die Öffnung und Füllung desselben wird durch Abnehmen des ganzen Unterteiles desselben von dem das Elektrometer tragenden, dicht anschließenden Deckel bewerkstelligt.

Die übrige Anordnung war prinzipiell die gleiche wie die im Jahre 1927 Verwendung des Einschlingenelektrometers von Kolhörster, Vorspannkreis, Einhängung des Apparates in einem elastisch aufgehängten Eisenrahmen usw.

Die Vergrößerung des Luftvolumens im Ionisationsgefäß hat noch einen weiteren Vorteil: der Reduktionsfaktor zur Berechnung der Lebensdauer ϑ aus der experimentell bestimmten Halbwertspannung (H) in Formel (16) wird nun mehr als dreimal so groß, d. h. die denselben Werten von ϑ und β entsprechenden Halbwertspannungen sind ebenfalls dreimal so groß wie bei der alten Versuchsanordnung, so daß die kleine Kontaktpotentialkorrektur bei den beobachteten Werten von H viel weniger ins Gewicht fällt.

¹ V. F. Hess, Wien. Sitz. Ber., II a, 136, p. 608 ff. (1927).

Punkte, nämlich auf der Nordspitze von Helgoland, in erweitertem Maße wiederholt und durch gleichzeitige Messungen aller übrigen für die Bilanz wichtigen Größen (Ionisierungsstärke, Zahl der Kleinionen und der Großionen beider Vorzeichen, Zahl der Aitken'schen Kondensationskerne und Bestimmung der meteorologischen Elemente) ergänzt.

Hiedurch wird zum ersten Male durch Simultanmessungen aller in Betracht kommenden luftelektrischen Elemente eine direkte, einwandfreie Bilanz der Ionisation an dem Beobachtungsort (Nordspitze) ermöglicht. Die auf Helgoland stark ausgeprägte Veränderlichkeit der Kernzahl mit der Windrichtung ließ auch voraussehen, daß sich aus einem Beobachtungsmaterial dieser Art wichtige Schlüsse über die Ionenbilanz über dem freien Meere und in der stärker verunreinigten Festlandsluft ableiten lassen.

Wie schon in früheren Mitteilungen dargelegt wurde, kommt der Klärung der Ionisationsverhältnisse über dem freien Meere besondere Wichtigkeit schon deswegen zu, da die meerbedeckten und gleichzeitig landfernen Teile der Erdoberfläche mehr als die Hälfte dieser ausmachen. In diesen Gebieten ist der einzige uns bekannte ionenerzeugende Vorgang die kosmische Ultrastrahlung mit ihren Sekundärstrahlen.

Die vorliegende Untersuchung soll nun zeigen, ob dieser Ionisator auch wirklich ausreicht, um die über See beobachteten Ionenzahlen zu liefern und ferner aufklären, wieso es kommt, daß diese ($n = 500$ bis 600 Kleinionen pro Kubikzentimeter) fast ebenso groß sind, wie über Festland (Mittelwert 700 Kubikzentimeter), obwohl dort die Ionisatoren 4 bis 6 mal schwächer sind.

§ 3. Beobachtungsort und Beschreibung der Versuchsanordnungen.

Zur Durchführung des oben skizzierten Beobachtungsprogrammes war natürlich die Errichtung einer freistehenden Beobachtungshütte erforderlich. Für die Aufstellung derselben war die Nordspitze von Helgoland zweifellos der bestgeeignete Ort, denn dort läuft die Insel, die im Südosten etwa 500 *m* breit wird, ganz spitz zu, so daß nur bei reinem Südostwind Luft von den bewohnten Teilen der Insel die Hütte erreichen kann. Außerdem sind keine menschlichen Ansiedlungen in der Nähe. Der eingefriedete Aufstellungsort der (mit Preßluft betriebenen) zwei Nebelhörner (siehe Fig. 1 rechts) liegt etwa 15 *m* von der Hütte landeinwärts. Die Hütte selbst (siehe Fig. 1, Mitte) wurde zirka 20 *m* von der senkrecht abfallenden äußersten Kante der Landzunge aufgestellt. Die Breite der Landzunge beträgt an dem Orte, wo die Hütte steht, etwa 25 *m*. Da an den Rändern dieser Felsklippe das Terrain etwas einsturzgefährlich ist, ist das ganze Gebiet — von den Nebelhörnern angefangen — für das Publikum abgesperrt, was anderseits die notwendige Vorbedingung für die ungestörte Ausführung aller Messungen bildete. Der Felsen, auf dem die Hütte errichtet wurde, ist bröcke-

liger Buntsandstein; die Oberfläche ist, um weitere Verwitterung möglichst hintanzuhalten, mit einer zusammenhängenden Decke von glasierten Ziegelplatten überzogen. Das Fundament der Hütte war direkt an diesem Ziegelboden durch zementierte Eisenträger verankert.

Die Einzelheiten der Konstruktion der Hütte sind aus Fig. 2 zu entnehmen. Die Grundfläche der Hütte war quadratisch, $3 \times 3 \text{ m}$, die Höhe bis zum Dachfirst 3 m . An drei Seitenwänden sind Fenster

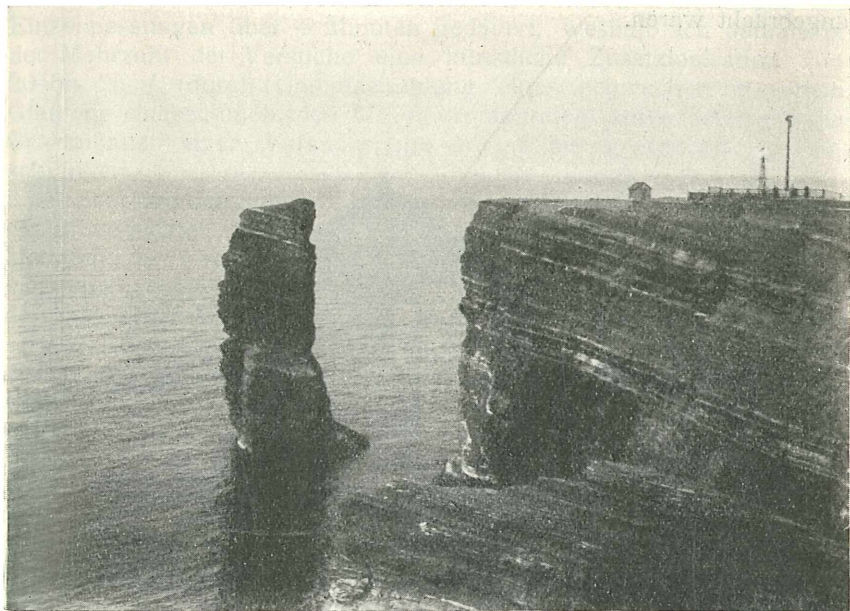


Fig. 1.

angebracht, die bei grobem Wetter mit gutschließenden Fensterladen aus Holz überdeckt werden. An der vierten (gegen die Nebelhörner zugekehrten) Seitenwand befindet sich die Eingangstür. Die Hütte wurde von dem Helgoländer Zimmermeister Jasper Oelrich Rickmers erbaut, der besondere Sorgfalt auf die Dichtung und auf Festigkeit der ganzen Konstruktion verwendete. Tatsächlich hat die Hütte auch die Herbst- und Winterstürme 1928/29 ohne Beschädigung ausgehalten und selbst bei wolkenbruchartigen Gewitterregen im Sommer sind die im Innern aufgestellten Apparate stets unversehrt geblieben.

Zur erschütterungsfreien Aufstellung der Apparate waren drei etwa metertief in den Boden eingerammte und durch Zement mit dem Ziegelboden verbundene kräftige vierkantige Pfähle vorgesehen. Die daran befestigten empfindlichen Einfadenelektrometer blieben so

Nimmt man $k_1 + k_2 = 2 \cdot 88 \text{ cm/sek. : Volt/cm}$ und setzt für C den experimentell bestimmten Wert $7 \cdot 54 \text{ cm}$ ein (Kapazität des Elektrometers mit Ionisationsgefäß $13 \cdot 72 \text{ cm}$, ohne Ionisationsgefäß $6 \cdot 18 \text{ cm}$, nach unabhängigen Bestimmungen mit zwei neu geeichten Zylinderkondensatoren nach Th. Wulf¹), so ergibt sich der Reduktionsfaktor für ϑ

$$\frac{V}{4 \cdot \pi \cdot C \cdot (k_1 + k_2)} = 135 \cdot 9$$

d. h. dieser Faktor liefert, durch H dividiert, den jeweiligen Zahlenwert von ϑ . Zur Berechnung der Verschwindungskonstante tritt der Reziprokwert des genannten Faktors ein:

$$\beta = 7 \cdot 36 \cdot 10^{-3} \cdot H.$$

Hiebei ist H in Volt angegeben, ebenso $(k_1 + k_2)$ in cm/sek. : Volt/cm . Die Anordnung ist etwa viermal günstiger als bei den ersten Versuchen auf Helgoland vom Jahre 1927 und noch $1 \cdot 5$ mal günstiger als bei der neuesten Anordnung von P. J. Nolan und C. O'Brien (l. c., 1929), welche den Vorteil der Volumvergrößerung unabhängig von mir in Anwendung brachten.

Die auch bei Verwendung eines und desselben Metalls fast immer zwischen Wand und Innenstift des Gefäßes auftretende kleine Kontaktpotentialdifferenz wurde nach den zwei in meiner früheren Mitteilung beschriebenen Methoden wiederholt bestimmt. Sie betrug anfangs $+0 \cdot 05$, später $+0 \cdot 06$ Volt und diese Beträge wurden von den am Präzisionsvoltmeter abgelesenen, angelegten Spannungen — je nach deren Vorzeichen — subtrahiert oder zu denselben addiert. Da die Halbwertspannungen von der Größenordnung 1 Volt waren, so machte die Korrektur nur einige Prozent dieses Wertes aus.

Die an das Gefäß angelegten, mittels einer Potentiometeranordnung regulierbaren Spannungen wurden von drei in Reihe geschalteten Anodenbatterien geliefert. Gewöhnlich wurden die Spannungen 270, 25, 6, 3, 2 und 1 Volt nacheinander eingestellt und die zugehörigen Stromstärken je 3 bis 5 mal gemessen. Sodann wurde das Vorzeichen der angelegten Spannung kommutiert und wiederum einige Punkte der Charakteristik gemessen. Samt den vor und nach jeder Reihe eingeschalteten Isolationsproben dauerte jede Doppelmeßreihe etwa zwei Stunden.

Die Isolationsproben wurden in der Weise ausgeführt, daß dem mit dem Elektrometer verbundenen Innenstift des Ionisationsgefäßes eine kleine Aufladung erteilt wurde (auf höchstens etwa $0 \cdot 1$ Volt, da die Aufladung während der eigentlichen Messung meist von $-0 \cdot 07$ bis $+0 \cdot 07$ Volt oder umgekehrt beobachtet wurde),

¹ Th. Wulf. Physik. Zeitschr., 26, 354, 1925. Herr Prof. Wulf war so freundlich, mir einen dieser Kondensatoren zu Vergleichsmessungen zu leihen, wofür ich hier noch herzlich danken möchte.

während am Ionisationsgefäß nur die zur Kompensation des Kontaktpotentials erforderliche Hilfsspannung von -0.05 Volt lag. Der unter diesen Verhältnissen beobachtete Ladungsverlust betrug meist 0 bis 0.5 Skalenteile ($1 \text{ Sk.-T.} = 0.02 \text{ Volt}$) in 6 Minuten, während die Ionisationsmessung selbst Aufladungen von 8 oder 10 Skalenteilen in 1 bis 2 Minuten ergab. Daher konnten die Isolationsverluste stets vernachlässigt werden. Bei feuchtem Wetter wurde der Hals des Elektrometers stets unter Natriumtrocknung gehalten.

Fig. 3 zeigt die Montierung des Ionisationsgefäßes in dem Eisenrahmen. Elektrometer und Elektrometerhals waren fest mit

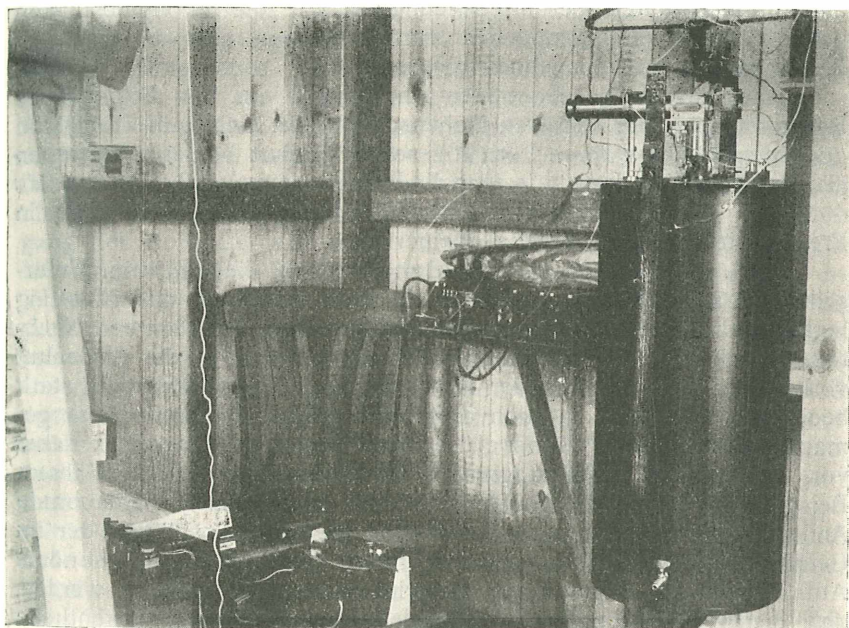


Fig. 3.

einer geerdeten Kreisplatte verbunden, die selbst ständig in dem rechteckigen Eisenrahmen eingeklemmt blieb. Zur Einfüllung der Freiluft vor jeder Messungsreihe wurde der ganze Apparat mit dem Eisenrahmen aus der federnden Aufhängung herausgenommen, ins Freie getragen, dort der in Fig. 3 seitlich sichtbare Bajonettverschluss des großen Ionisationsgefäßes gelöst, der Zylinder durch lebhaftes Schwenken mit Freiluft ausgespült und noch im Freien wieder an den Apparat angesetzt. Dann wurde die ganze Anordnung in die Hütte getragen, an dem dazu bestimmten Pfahl beim Nordwestfenster mit der Feder eingehängt und die Messungen begonnen. In Fig. 3 sind ganz links unten die Potentiometeranordnung mit den Anodenbatterien und dicht neben dem Ionisationszylinder die Anordnung

auch bei heftigen Winden, welche die Wände der Hütte stark erzittern machten, stets genügend erschütterungsfrei. Bei Windstärke 8 betrug die maximalen Schwankungen der Elektrometerfäden ± 1 Skalenteil (bei einer Empfindlichkeit von 50 bis 60 Sk.-T. pro Volt.)

Die Erdung wurde durch ein etwa 1 m in den Boden eingegrabenes dickwandiges Eisenrohr von 3 cm Durchmesser vermittelt. Durch Befeuchtung des Bodens wurde stets guter Kontakt gesichert. Von dem Rohr führte ein angelöteter starker Kupferdraht in das Innere der Hütte, wo an acht rings an den Wänden verteilten Punkten Erdungsklemmen zum Anschließen der Apparate angebracht waren.



Fig. 2.

Die zahlreichen, zur Bestimmung aller für die Ionisierungsbilanz wichtigen luftelektrischen Größen dienenden Apparate konnten natürlich nicht von einem Beobachter allein bedient werden.

Als mein Mitarbeiter fungierte Dr. Oskar Mathias, Assistent der Universitätssternwarte in Graz, der alle Ionenzählungen übernahm und außerdem Versuche mit zwei Kolhörster'schen Strahlungsapparaten durchführte. Er wird über seine, in den Tabellen dieser Abhandlung größtenteils mit aufgenommenen Ergebnisse der Zählungen von Klein- und Großionen in einer eigenen Mitteilung später berichten.

Es soll nun Näheres über die einzelnen Meßmethoden und die Aufstellung der Apparate mitgeteilt werden.

a) Die Messung der mittleren Lebensdauer der Kleinionen (beziehungsweise der Verschwindungskonstante).

Es wurden an der nach der Schweidler'schen »Methode II« arbeitenden, in einer früheren Abhandlung¹ ausführlich beschriebenen Versuchsanordnung weitere Verbesserungen angebracht. Von der ersten Versuchsreihe auf Helgoland her wußte ich, daß dort die Gesamtionisation im Gefäß bedeutend geringer ist, als in Mitteleuropa, nämlich nur etwa 6 bis 8 J beträgt. Bei der im Freien bestbewährten maximalen Spannungsempfindlichkeit von 50 bis 60 Sk.-T. pro Volt hatten bei den früheren Versuchsanordnungen die Einzelmessungen über 4 Minuten gedauert, weshalb ich damals in der Mehrzahl der Versuche eine künstliche Zusatzionisation von 20 bis 25 J (durch Gammastrahlung eines schwachen in einem Glasrohr eingeschmolzenen Mesothorpräparates) anwendete, um die Gesamtdauer einer Versuchsreihe auf 1 bis 2 Stunden zu beschränken.

Bei den Messungen im Sommer 1928 habe ich durchaus darauf verzichtet, künstliche Zusatzionisation anzuwenden, um die Messung der Lebensdauer bei Verhältnissen auszuführen, welche möglichst genau denen der freien Luft entsprechen. Die Abkürzung der Zeit einer Einzelmessung auf zirka eine Minute konnte unschwer durch Vergrößerung des Rauminhaltes des Ionisationsgefäßes auf 37·07 Liter (gegen 11·9 Liter im Jahre 1927) erreicht werden. Das neue Ionisationsgefäß ist aus 1 mm dicken Messing gefertigt und wieder zylindrisch gestaltet (lichte Weite 28·06 cm, Höhe 60 cm). Die Innenelektrode war ein hohler, an beiden Enden verlöteter Messingstab von 1 cm Durchmesser und 45·6 cm Länge, der im Gefäß axial angebracht war und vom Boden des Gefäßes ebensoweit abstand wie von den Wänden. Das Gefäß ist mit je einem Hahne oben und unten versehen, um nach Bedarf auch filtrierte Luft einlassen zu können. Es schließt fast luftdicht, die Öffnung und Füllung desselben wird durch Abnehmen des ganzen Untertheiles desselben von dem das Elektrometer tragenden, dicht anschließenden Deckel bewerkstelligt.

Die übrige Anordnung war prinzipiell die gleiche wie die im Jahre 1927: Verwendung des Einschlingenelektrometers von Kolhörster, Vorspannkreis, Einhängung des Apparates in einem elastisch aufgehängten Eisenrahmen usw.

Die Vergrößerung des Luftvolumens im Ionisationsgefäß hat noch einen weiteren Vorteil: der Reduktionsfaktor zur Berechnung der Lebensdauer \mathfrak{D} aus der experimentell bestimmten Halbwertspannung (H) in Formel (16) wird nun mehr als dreimal so groß, d. h. die denselben Werten von \mathfrak{D} und β entsprechenden Halbwertspannungen sind ebenfalls dreimal so groß wie bei der alten Versuchsanordnung, so daß die kleine Kontaktpotentialkorrektur bei den beobachteten Werten von H viel weniger ins Gewicht fällt.

¹ V. F. Hess, Wien. Sitz. Ber., II a, 136, p. 608 ff. (1927).

zur Erteilung der Schneidenspannung des Elektrometers und die Eichanordnung sichtbar. Jede dieser Anordnungen bildete eine kompensierte, leicht zu verpackende Einheit.

Das Ionisationsgefäß, das natürlich von der Grundplatte des Elektrometers (Fig. 3) isoliert sein muß, war von vier kräftigen Ebonitscheiben gehalten, so daß das gegen die frühere Anordnung bedeutend schwerere und fast luftdicht schließende Gefäß durch sein Gewicht die zentralen Teile des Systems (Bernsteinisolation, Schutzring und Ebonitring) in keiner Weise beanspruchte. Dadurch war auch der ganze Apparat für den Transport viel besser tauglich gemacht. Tatsächlich ist bei der Hin- und Rücksendung dieser und aller übrigen unten beschriebenen Apparate, die in 16 Postkisten von 15 bis 20 *kg* Bruttogewicht verteilt waren, nicht die geringste Beschädigung zu verzeichnen gewesen.

Die mit der beschriebenen Anordnung von mir ausgeführten Bestimmungen der mittleren Lebensdauer der Ionen auf Helgoland dürften wohl den wahren Verhältnissen in Freiluft besser entsprechen als alle bisherigen. Betrug ja doch die Ionisation im Gefäße Schlenck's 46 *J*, in dem von Nolan und O'Brolchain 33 *J*, während in Freiluft die Ionisation vielmal kleiner ist.

P. J. Nolan und C. O'Brolchain (l. c.) ließen zum Unterschied von Schlenck und mir die Luft während der Messung langsam durch den Ionisationszylinder streichen. Dies hat den Nachteil, daß bei jeder während der Messungsreihe in der Außenluft vorkommenden Änderung der Kernzahl die Stromcharakteristik stark beeinflusst wird und dadurch die Kurve praktisch unbrauchbar gemacht werden kann. Schweidler und Schlenck zogen es daher vor, die Luft im Gefäß stagnieren zu lassen und ich folgte ihrem Beispiel, selbst auf die Gefahr hin, daß durch das längerdauernde Anliegen der Spannung am Gefäß eine teilweise Ausfällung der im Gefäß anwesenden Kerne eintritt. Diesem Punkte wurde besondere Aufmerksamkeit zugewendet. Es wird (siehe § 4) gezeigt werden, daß dieser Effekt zwar besteht, jedoch keine sehr wesentliche Änderung der erhaltenen Werte von β und ϑ verursacht.

b) Die Messung der Ionisation.

Da bei jeder Messung der Verschwindungskonstante die Sättigungsstromstärke im Gefäß bestimmt wird, so ist damit natürlich auch die Ionisation innerhalb desselben gegeben. Für die Ionenbilanz der Freiluft ist diese Ionisierungsstärke nicht maßgebend, wenn man nicht die Restionisation (Wandstrahlung) des Gefäßes in Abzug bringt. Aber auch dann wird die so erhaltene Ionisierungsstärke von der in der freien Luft noch abweichen, da 1. die Ultrastrahlung im Metallgefäß etwas größere Ionisation erzeugt als in der freien Luft und 2. die radioaktive (β und γ)-Strahlung des Bodens am Beobachtungsort in der 1 *mm* dicken Messingwand des Ionisationsgefäßes eine Schwächung erleidet.

Da man nun die relative Beteiligung der β -Strahlung gegenüber der γ -Strahlung des Bodens praktisch vernachlässigen kann¹, so dürfen wir mit ausreichender Genauigkeit annehmen, daß die Schwächung der gesamten Erdstrahlung durch 1 *mm* Messing nur $\frac{3}{5}$ bis $\frac{4}{5}$ %, also bei einer Erdstrahlung von 3 bis 4 *J* nur 0·1 *J* beträgt. Die Verstärkung der Ionisation im Gefäß durch die von den Ultrastrahlen in der Gefäßwand ausgelösten Sekundärstrahlen wird, wenn man nach den Ergebnissen von G. Hoffmann² urteilt, sicher weniger als 0·1 *J* ausmachen.

Daher dürfen wir für die Zwecke der Ionisierungsbilanz diese beiden Effekte, zumal sie einander entgegenwirken, gegenüber der Gesamtionisation am Beobachtungsort vernachlässigen.

Die direkte Bestimmung der Restionisation (Wandstrahlung) des 37 Litergefäßes, etwa in einer Höhle, begegnet wegen der Gefäßgröße und der dann zur Abschirmung der Felsstrahlung erforderlichen großen Metallpanzermengen Schwierigkeiten. Ich zog es daher vor, mit zwei Kolhörster'schen Strahlungsapparaten³, von denen der eine eine Wandstärke von nur 0·5 *mm* (Messing) besaß, die Ionisation am Beobachtungsorte direkt zu bestimmen. Der Restgang der Apparate war einige Wochen vor Beginn der Helgoländer Messungen in einer Kalksteingrotte bei Peggau in Steiermark in der Weise bestimmt worden, daß die Apparate, gegen die Ultrastrahlung nach oben durch mehr als 70 *m* dicke Felsschichten geschützt, innerhalb eines 14 *cm* dicken Eisenpanzers (der die Felsstrahlung absorbierte) mehrere Tage lang beobachtet wurden. So ergab sich für den dünnwandigen Apparat I die Restionisation 1·97 *J*, für den normalen Apparat II (3 *mm* Zinkwand) 2·08 *J*. Diese Beträge mußten von den z. B. in Helgoland direkt beobachteten Werten der Ionisation abgezogen werden. Der Betrag der Erdstrahlung an der Nordspitze ergibt sich leicht als Differenz der in der Beobachtungshütte und der in einem Boot durch vielstündige Messungen erhaltenen Mittelwerte der Ionisation (vgl. unten § 13).

Um die Absolutwerte der verschiedenen Strahlungskomponenten sicher angeben zu können, habe ich im Winter 1928/29 die Kapazitäten der beiden Strahler, für welche nur die Angaben der Erzeuger (Firma Günther & Tegetmeyer, Braunschweig) vorlagen, aufs sorgfältigste nachgeprüft nach einer Methode, über welche in der Physikalischen Zeitschrift berichtet werden wird. Die erhaltenen Werte, für I 0·62 *cm*, für II 0·57 *cm* waren in guter Übereinstimmung mit den Angaben der Firma (0·66 und 0·55 *cm*). Die Luftfüllung der Apparate entsprach beiläufig den Normalverhältnissen im Meeresniveau (Druck 763 *mm* Hg, bei 19°).

Zur Gesamtionisation der Freiluft können natürlich auch die gasförmigen radioaktiven Elemente mit ihren kurzlebigen Zerfalls-

¹ V. F. Hess, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre (Braunschweig, Vieweg & Sohn), 1926, § 27.

² G. Hoffmann, Schriften der Königsberger Gelehrten-Ges., 4, 1. Abt., 1927. W. Kolhörster, Physik. Zeitschr., 27, 62, 1926.

Nimmt man $k_1 + k_2 = 2 \cdot 88 \text{ cm/sek. : Volt/cm}$ und setzt für C den experimentell bestimmten Wert $7 \cdot 54 \text{ cm}$ ein (Kapazität des Elektrometers mit Ionisationsgefäß $13 \cdot 72 \text{ cm}$, ohne Ionisationsgefäß $6 \cdot 18 \text{ cm}$, nach unabhängigen Bestimmungen mit zwei neu geeichten Zylinderkondensatoren nach Th. Wulf¹), so ergibt sich der Reduktionsfaktor für ϑ

$$\frac{V}{4 \cdot \pi \cdot C \cdot (k_1 + k_2)} = 135 \cdot 9$$

d. h. dieser Faktor liefert, durch H dividiert, den jeweiligen Zahlenwert von ϑ . Zur Berechnung der Verschwindungskonstante tritt der Reziprokwert des genannten Faktors ein:

$$\beta = 7 \cdot 36 \cdot 10^{-3} \cdot H.$$

Hiebei ist H in Volt angegeben, ebenso $(k_1 + k_2)$ in cm/sek. : Volt/cm . Die Anordnung ist etwa viermal günstiger als bei den ersten Versuchen auf Helgoland vom Jahre 1927 und noch $1 \cdot 5$ mal günstiger als bei der neuesten Anordnung von P. J. Nolan und C. O'Brien (l. c., 1929), welche den Vorteil der Volumvergrößerung unabhängig von mir in Anwendung brachten.

Die auch bei Verwendung eines und desselben Metalls fast immer zwischen Wand und Innenstift des Gefäßes auftretende kleine Kontaktpotentialdifferenz wurde nach den zwei in meiner früheren Mitteilung beschriebenen Methoden wiederholt bestimmt. Sie betrug anfangs $+0 \cdot 05$, später $+0 \cdot 06$ Volt und diese Beträge wurden von den am Präzisionsvoltmeter abgelesenen, angelegten Spannungen — je nach deren Vorzeichen — subtrahiert oder zu denselben addiert. Da die Halbwertspannungen von der Größenordnung 1 Volt waren, so machte die Korrektur nur einige Prozent dieses Wertes aus.

Die an das Gefäß angelegten, mittels einer Potentiometeranordnung regulierbaren Spannungen wurden von drei in Reihe geschalteten Anodenbatterien geliefert. Gewöhnlich wurden die Spannungen 270, 25, 6, 3, 2 und 1 Volt nacheinander eingestellt und die zugehörigen Stromstärken je 3 bis 5 mal gemessen. Sodann wurde das Vorzeichen der angelegten Spannung kommutiert und wiederum einige Punkte der Charakteristik gemessen. Samt den vor und nach jeder Reihe eingeschalteten Isolationsproben dauerte jede Doppelmeßreihe etwa zwei Stunden.

Die Isolationsproben wurden in der Weise ausgeführt, daß dem mit dem Elektrometer verbundenen Innenstift des Ionisationsgefäßes eine kleine Aufladung erteilt wurde (auf höchstens etwa $0 \cdot 1$ Volt, da die Aufladung während der eigentlichen Messung meist von $-0 \cdot 07$ bis $+0 \cdot 07$ Volt oder umgekehrt beobachtet wurde),

¹ Th. Wulf, Physik. Zeitschr., 26, 354, 1925. Herr Prof. Wulf war so freundlich, mir einen dieser Kondensatoren zu Vergleichsmessungen zu leihen, wofür ich hier noch herzlich danken möchte.

während am Ionisationsgefäß nur die zur Kompensation des Kontaktpotentials erforderliche Hilfsspannung von -0.05 Volt lag. Der unter diesen Verhältnissen beobachtete Ladungsverlust betrug meist 0 bis 0.5 Skalenteile ($1 \text{ Sk.-T.} = 0.02 \text{ Volt}$) in 6 Minuten, während die Ionisationsmessung selbst Aufladungen von 8 oder 10 Skalenteilen in 1 bis 2 Minuten ergab. Daher konnten die Isolationsverluste stets vernachlässigt werden. Bei feuchtem Wetter wurde der Hals des Elektrometers stets unter Natriumtrocknung gehalten.

Fig. 3 zeigt die Montierung des Ionisationsgefäßes in dem Eisenrahmen. Elektrometer und Elektrometerhals waren fest mit

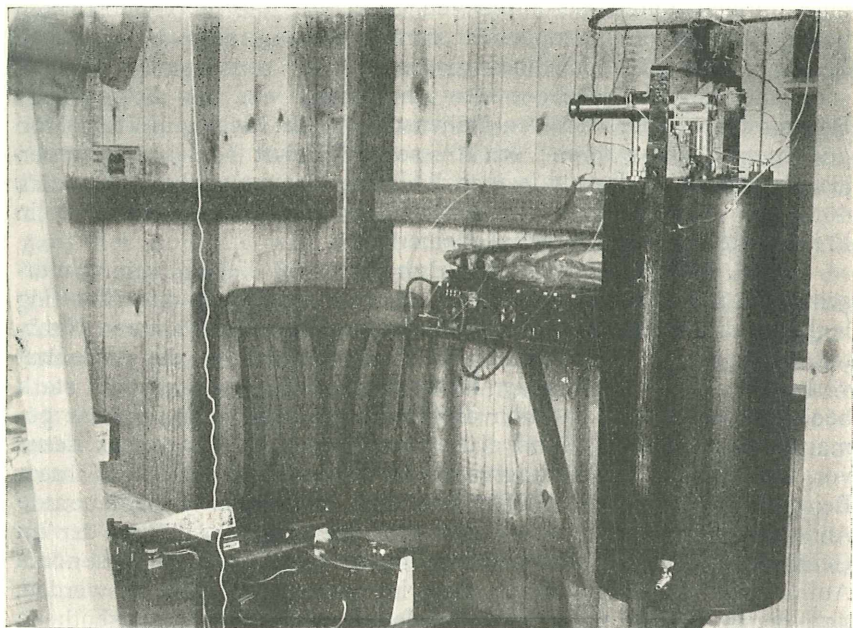


Fig. 3.

einer geerdeten Kreisplatte verbunden, die selbst ständig in dem rechteckigen Eisenrahmen eingeklemmt blieb. Zur Einfüllung der Freiluft vor jeder Messungsreihe wurde der ganze Apparat mit dem Eisenrahmen aus der federnden Aufhängung herausgenommen, ins Freie getragen, dort der in Fig. 3 seitlich sichtbare Bajonettverschluß des großen Ionisationsgefäßes gelöst, der Zylinder durch lebhaftes Schwenken mit Freiluft ausgespült und noch im Freien wieder an den Apparat angesetzt. Dann wurde die ganze Anordnung in die Hütte getragen, an dem dazu bestimmten Pfahl beim Nordwestfenster mit der Feder eingehängt und die Messungen begonnen. In Fig. 3 sind ganz links unten die Potentiometeranordnung mit den Anodenbatterien und dicht neben dem Ionisationszylinder die Anordnung

produkten beitragen. An meinem Beobachtungsort an der Nordspitze werden wegen der Bodenbeschaffenheit (Glasureziegeldecke) keine nennenswerten Emanationsmengen lokalen Ursprungs auftreten. Also werden nur die durch die Winde vom Festland herangeführten Mengen von Radiumemanation mit ihren Zerfallsprodukten durch α -Strahlung Beiträge zur Ionisation liefern. Daß diese Beiträge im allgemeinen gering sind, konnte ich schon im Juni 1927 feststellen.

Die Anwesenheit von nennenswerten Mengen von Radiumemanation in der Luft läßt sich bei meinen Messungen im Sommer 1928 stets daran erkennen, wenn die Ionisation im großen vor jedem Versuch mit frischer Freiluft gefülltem Zylinder größer ist als die in den luftdicht verschlossenen Strahlungsapparaten nach Abzug der Restionisation ermittelten Beträge (5 bis 6 J).

Wie aus der Haupttabelle der Beobachtungen (im Anhang, Kolumne q) ersichtlich ist, war dies relativ selten der Fall. Bei den für die Ionenbilanz über dem Meere besonders wichtigen Fällen von reinem Seewind war der Emanationsgehalt stets etwa 10 mal kleiner als der mittlere Emanationsgehalt der Festlandsluft, so daß der Beitrag zur Gesamtionisation unter 0.5 J lag.

Die »Eve'sche Zahl« (Ionisation durch die γ -Strahlen der 1 g Radium äquivalenten Ra C-Menge, gerechnet auf 1 cm Entfernung von der punktförmig gedachten Strahlungsquelle) wurde mittels eines eingeschmolzenen Radiumpräparats von 0.401 mg Radiumelement in 2 m Entfernung bei allen Apparaten bestimmt. Bei dem 37 Liter Ionisationsgefäß des Ionenvernichtungsapparates (Wandstärke 1 mm Messing) ergab sich die Eve'sche Zahl zu $K = 5.67 \cdot 10^9 J$ pro 1 g Ra in 1 cm Entfernung, bei einem Luftdruck von 752 mm Hg und bei 18°

c) Messung der Zahl der Kleinionen.

Hiezu dienten zwei Ebert'sche Ionenaspiratoren neuerer Konstruktion mit Wulf'schen Zweifadenelektrometern und im horizontal gestellten Aspirationsrohr fest eingebauten Rosenmüller'schen Anemometern. Der Verfasser hat bereits wiederholt darauf hingewiesen¹, daß Zählungen mit diesen Apparaten, besonders in kernreicher Luft, erheblich zu große Werte liefern, da auch ein Teil der Großionen miteingefangen wird; eine seither erschienene Arbeit von W. J. Baranow und E. S. Stschespotiewa²) beschäftigt sich mit dieser Fehlerquelle bei Ionenzählungen. Obwohl in der relativ kernarmen Luft auf Helgoland der Fehler weniger ausmachen wird, zog ich es vor, anstatt der normalen 42 cm langen Innenelektrode im langen Aspirationsrohr nur eine 8 cm lange Elektrode zu verwenden, die

¹ V. F. Hess, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre (Vieweg, Braunschweig, 1926), § 9 a, Wien. Sitz. Ber., II a, 136, 631 (1927).

² W. J. Baranow und E. S. Stschespotiewa, Physik. Zeitschr., 29, 741, 1928.

T-stückartig direkt mit dem Elektrometer in Verbindung stand. Bei den normalen Versuchsbedingungen (Luftgeschwindigkeit im Rohr 250 *cm*/sek. Spannungsdifferenz 150 Volt) werden dann nur die Ionen bis herab zu einer Beweglichkeit von 0·1 *cm*/sek.:Volt/*cm* abgefangen, während bei Verwendung der langen Innenelektrode die Beweglichkeitsgrenze der abgefangenen Ionen bei 0·02 *cm*/sek.: Volt/*cm* liegt. Doch wurde das 35 *cm* lange Vorsteckrohr (ohne Innenelektrode) bei allen Versuchen benützt, da dann die laminare Strömung im Rohr besser gewährleistet ist.

Die Verwendung der kurzen Innenelektrode hatte auch noch den Vorteil, daß die Kapazität des ganzen Systems auf ein Drittel herabgesetzt war: sie betrug bei dem einen, mit »L« bezeichneten Apparat (Aspirationsrohr links vom Elektrometer) 4·80 *cm*, bei dem zweiten, mit »R« bezeichneten 7·67 *cm*. Meist wurde nur der erstgenannte Apparat verwendet, da der zweite zur Ansaugung der Luft bei dem weiter unten beschriebenen Langevin'schen Aspirationsrohr diente.

Der Ionenzähler wurde meist in der halb offenen Tür der Beobachtungshütte auf einem Stativtisch so aufgestellt (siehe Fig. 2) daß das Aspirationsrohr etwa 20 *cm* weit ins Freie hinausragte, während der Beobachter im Innern der Hütte beim Elektrometer saß. Das überragende Dach und die Tür der Hütte, die an 8 Punkten geerdet war, sorgten dafür, daß bei den Ionenzählungen das elektrische Feld der Atmosphäre nicht störend wirken konnte.

Es wurden immer durch je zwei Fünfminutenintervalle Luft angesaugt. Zeigten die Elektrometerablesungen im ersten und zweiten Fünfminutenintervall wesentliche Unterschiede im Spannungsabfall, so wurde die Messung wiederholt. Bei großer Feuchtigkeit kam es öfters vor, daß trotz sorgfältiger Natriumtrocknung des Elektrometers die Isolation sich während der Aspiration verschlechterte. Kurze Isolationsproben — bei abgestelltem Aspirationswerk — vor und nach jeder Fünfminutenaspiration ließen dies leicht erkennen. Werte, welche aus diesen Gründen irgendwie zweifelhaft waren, wurden nicht verwendet.

Die Ionenzählungen wurden nach Möglichkeit so ausgeführt, daß sie ungefähr zur selben Zeit stattfanden, zu der die Füllung des großen Ionisationszylinders mit Freiluft vorgenommen wurde, so daß die beobachteten Ionenzahlen den gleichen atmosphärischen Verhältnissen entsprechen, wie die gemessenen Verschwindungskonstanten und mittlere Lebensdauer. Bei rasch wechselnder Bewölkung oder rasch aufeinanderfolgenden Regenböen, wie sie in Randgebieten von Zyklonen vorkommen war dies nicht immer durchführbar, zumal eine volle Beobachtungsreihe für Ionen beider Vorzeichen samt den Isolationsproben mehr als 1 Stunde dauerte.

Die beiden Ionenzähler waren mir vom II. physikalischen Institut der Universität Wien (Hofrat Prof. Dr. G. Jäger) zur Verfügung gestellt, wofür ich auch an dieser Stelle bestens danken möchte.

zur Erteilung der Schneidenspannung des Elektrometers und die Eichanordnung sichtbar. Jede dieser Anordnungen bildete eine kompensierte, leicht zu verpackende Einheit.

Das Ionisationsgefäß, das natürlich von der Grundplatte des Elektrometers (Fig. 3) isoliert sein muß, war von vier kräftigen Ebonitscheiben gehalten, so daß das gegen die frühere Anordnung bedeutend schwerere und fast luftdicht schließende Gefäß durch sein Gewicht die zentralen Teile des Systems (Bernsteinisolation, Schutzring und Ebonitring) in keiner Weise beanspruchte. Dadurch war auch der ganze Apparat für den Transport viel besser tauglich gemacht. Tatsächlich ist bei der Hin- und Rücksendung dieser und aller übrigen unten beschriebenen Apparate, die in 16 Postkisten von 15 bis 20 *kg* Bruttogewicht verteilt waren, nicht die geringste Beschädigung zu verzeichnen gewesen.

Die mit der beschriebenen Anordnung von mir ausgeführten Bestimmungen der mittleren Lebensdauer der Ionen auf Helgoland dürften wohl den wahren Verhältnissen in Freiluft besser entsprechen als alle bisherigen. Betrug ja doch die Ionisation im Gefäße Schlenck's 46 *J*, in dem von Nolan und O'Brolchain 33 *J*, während in Freiluft die Ionisation vielmal kleiner ist.

P. J. Nolan und C. O'Brolchain (l. c.) ließen zum Unterschied von Schlenck und mir die Luft während der Messung langsam durch den Ionisationszylinder streichen. Dies hat den Nachteil, daß bei jeder während der Messungsreihe in der Außenluft vorkommenden Änderung der Kernzahl die Stromcharakteristik stark beeinflusst wird und dadurch die Kurve praktisch unbrauchbar gemacht werden kann. Schweidler und Schlenck zogen es daher vor, die Luft im Gefäß stagnieren zu lassen und ich folgte ihrem Beispiel, selbst auf die Gefahr hin, daß durch das längerdauernde Anliegen der Spannung am Gefäß eine teilweise Ausfällung der im Gefäß anwesenden Kerne eintritt. Diesem Punkte wurde besondere Aufmerksamkeit zugewendet. Es wird (siehe § 4) gezeigt werden, daß dieser Effekt zwar besteht, jedoch keine sehr wesentliche Änderung der erhaltenen Werte von β und γ verursacht.

b) Die Messung der Ionisation.

Da bei jeder Messung der Verschwindungskonstante die Sättigungsstromstärke im Gefäß bestimmt wird, so ist damit natürlich auch die Ionisation innerhalb desselben gegeben. Für die Ionenbilanz der Freiluft ist diese Ionisierungsstärke nicht maßgebend, wenn man nicht die Restionisation (Wandstrahlung) des Gefäßes in Abzug bringt. Aber auch dann wird die so erhaltene Ionisierungsstärke von der in der freien Luft noch abweichen, da 1. die Ultrastrahlung im Metallgefäß etwas größere Ionisation erzeugt als in der freien Luft und 2. die radioaktive (β und γ)-Strahlung des Bodens am Beobachtungsort in der 1 *mm* dicken Messingwand des Ionisationsgefäßes eine Schwächung erleidet.

Da man nun die relative Beteiligung der β -Strahlung gegenüber der γ -Strahlung des Bodens praktisch vernachlässigen kann¹, so dürfen wir mit ausreichender Genauigkeit annehmen, daß die Schwächung der gesamten Erdstrahlung durch 1 *mm* Messing nur 3 bis 4⁰/₁₀, also bei einer Erdstrahlung von 3 bis 4 *J* nur 0·1 *J* beträgt. Die Verstärkung der Ionisation im Gefäß durch die von den Ultrastrahlen in der Gefäßwand ausgelösten Sekundärstrahlen wird, wenn man nach den Ergebnissen von G. Hoffmann² urteilt, sicher weniger als 0·1 *J* ausmachen.

Daher dürfen wir für die Zwecke der Ionisierungsbilanz diese beiden Effekte, zumal sie einander entgegenwirken, gegenüber der Gesamtionisation am Beobachtungsort vernachlässigen.

Die direkte Bestimmung der Restionisation (Wandstrahlung) des 37 Litergefäßes, etwa in einer Höhle, begegnet wegen der Gefäßgröße und der dann zur Abschirmung der Felsstrahlung erforderlichen großen Metallpanzermengen Schwierigkeiten. Ich zog es daher vor, mit zwei Kolhörster'schen Strahlungsapparaten³, von denen der eine eine Wandstärke von nur 0·5 *mm* (Messing) besaß, die Ionisation am Beobachtungsorte direkt zu bestimmen. Der Restgang der Apparate war einige Wochen vor Beginn der Helgoländer Messungen in einer Kalksteingrotte bei Peggau in Steiermark in der Weise bestimmt worden, daß die Apparate, gegen die Ultrastrahlung nach oben durch mehr als 70 *m* dicke Felsschichten geschützt, innerhalb eines 14 *cm* dicken Eisenpanzers (der die Felsstrahlung absorbierte) mehrere Tage lang beobachtet wurden. So ergab sich für den dünnwandigen Apparat I die Restionisation 1·97 *J*, für den normalen Apparat II (3 *mm* Zinkwand) 2·08 *J*. Diese Beträge mußten von den z. B. in Helgoland direkt beobachteten Werten der Ionisation abgezogen werden. Der Betrag der Erdstrahlung an der Nordspitze ergibt sich leicht als Differenz der in der Beobachtungshütte und der in einem Boot durch vielstündige Messungen erhaltenen Mittelwerte der Ionisation (vgl. unten § 13).

Um die Absolutwerte der verschiedenen Strahlungskomponenten sicher angeben zu können, habe ich im Winter 1928/29 die Kapazitäten der beiden Strahler, für welche nur die Angaben der Erzeuger (Firma Günther & Tegetmeyer, Braunschweig) vorlagen, aufs sorgfältigste nachgeprüft nach einer Methode, über welche in der Physikalischen Zeitschrift berichtet werden wird. Die erhaltenen Werte, für I 0·62 *cm*, für II 0·57 *cm* waren in guter Übereinstimmung mit den Angaben der Firma (0·66 und 0·55 *cm*). Die Luftfüllung der Apparate entsprach beiläufig den Normalverhältnissen im Meeresniveau (Druck 763 *mm* Hg, bei 19°).

Zur Gesamtionisation der Freiluft können natürlich auch die gasförmigen radioaktiven Elemente mit ihren kurzlebigen Zerfalls-

¹ V. F. Hess, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre (Braunschweig, Vieweg & Sohn), 1926, § 27.

² G. Hoffmann, Schriften der Königsberger Gelehrten-Ges., 4, 1. Abt., 1927. W. Kolhörster, Physik. Zeitschr., 27, 62, 1926.

d) Messung der Zahl der Aitken'schen Kondensationskerne.

Diese wurde mittels eines normalen Kernzählers in der verbesserten Ausführung nach den Angaben G. Lüdelings durchgeführt. Der Apparat, ein älteres Modell der Firma Plath-Potsdam, wurde, nachdem er zuerst nicht ganz befriedigend funktionierte, dem Fabrikanten der neuen Kernzähler Gustav Schulze-Potsdam vorzüglich instand gesetzt.

Jede Messung bestand aus mindestens zwei Gruppen von je zehn Einzelzählungen, welche im Freien an der Stelle ausgeführt wurden, wo der große Ionisationszylinder einige Minuten vorher mit Freiluft gefällt worden war (vor dem Nordwestfenster der Hütte). Die in den Haupttabellen angeführten Kernzahlen sind daher Mittelwerte aus mindestens je 20 Einzelzählungen. In Fällen, wo die Mittel der zwei Zehnerreihen voneinander stärkere Abweichungen zeigten, wurden noch weitere 10 oder 20 Einzelzählungen ausgeführt und zur Mittelbildung verwendet. Bei den Messungen wurden die beim zweiten und dritten Kolbenzuge des Aitken'schen Kernzählers (meist nur in geringer Zahl) fallenden Tröpfchen stets mitgezählt, wie dies auch A. Wigand¹ und J. J. Tichanowsky² empfehlen. Der gegenteiligen Anweisung von P. J. Nolan und C. O'Brolchain³ kann ich nicht anschließen.

e) Messung der Zahl der Großionen (Langevin-Ionen).

Hiefür wurde ein aus Messing gefertigter Zylinderkondensator von folgenden Abmessungen benutzt: lichte Weite des Außenrohres 7.8 cm (Radius $r_a = 3.9\text{ cm}$), Länge desselben 120 cm ; die Innenelektrode bestand aus einem hohlen, dünnwandigen Messingzylinder von $L = 104\text{ cm}$ Länge und 6 cm äußerem Durchmesser ($r_i = 3.0\text{ cm}$), der axial im Außenrohr eingesetzt war. Um wirbelfreie Strömung innerhalb dieses Kondensators zu sichern, war das vordere, dem Luftstrom zugekehrte Ende des Innenzylinders mit einer aufgelöteten passenden Messinghalbkugel versehen, während das hintere Ende einfach mit einer Messingplatte verlötet war. Der ganze Innenzylinder wurde von zwei durch Bernsteinisolatoren hindurchtretende Messingstifte von 2 mm Dicke getragen. Einer derselben führte zu dem Elektrometer (siehe Fig. 4).

Die Bernsteinisolatoren waren in Messinghülsen eingekittet und diese waren in die geerdeten zylindrischen Vertikalrohrstützen eingeschraubt und durch Gegenmuttern festgehalten. Die geerdeten unteren Teile der vertikalen, in Fig. 4 deutlich sichtbaren Rohre fungieren gleichzeitig als Schutzringe für das Elektrometer. Das auf ± 400 Volt geladene Außenrohr ist durch zwei in der Figur sichtbare Ebonitwülste von den geerdeten unteren Teilen der Vertikal-

¹ A. Wigand, Meteor. Zeitschr., 45, Heft 7, 1928.

² J. J. Tichanowsky, ebenda, 45, 107, 1928.

³ P. J. Nolan und C. O'Brolchain, Proc. Roy. Irish Acad., 38, A, 44 bis 45, 1929.

rohre isoliert. Als Elektrometer wurde wieder das für Reisen vorzüglich bewährte Kolhörster-Einschlingenelektrometer benutzt, gewöhnlich bei mäßiger Empfindlichkeit (30 Skalenteile pro Volt). Das auf einem Stativ montierte Instrument konnte durch leichte Drehung im Stativrohr bald in Kontakt mit dem zum Kondensator führenden Vertikalstift gebracht werden, bald davon abgedreht werden. Eine Platinschlinge und ein Platindraht sicherten stets verlässlichen Kontakt. Das lange Außenrohr des Kondensators war durch kräftige Holzstützen gehalten (siehe Fig. 4), welche ihrerseits mit dem in den Boden einzementierten Holzpfeiler beim Nordostfenster der Hütte

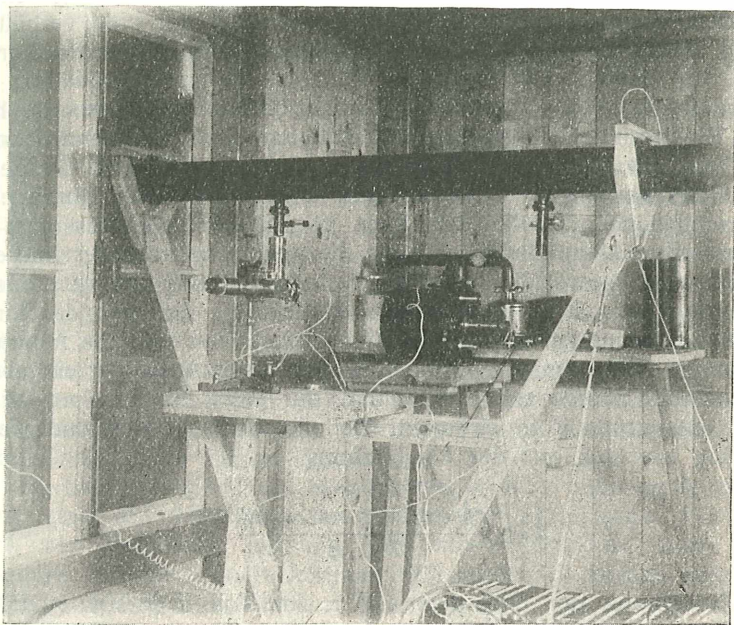


Fig. 4.

verschraubt waren. Vier hintereinandergeschaltete, leicht kommutierbare Anodenbatterien von je 100 Volt besorgten — unter Zwischenschaltung eines Silitwiderstandes von 200.000 Ohm — die Ladung des Außenrohres. Bei der großen relativen Feuchtigkeit der Luft kam es oft, besonders in den Vormittagsstunden vor, daß sogar Ebonitstangen, welche das lange Rohr isoliert halten sollten, durch Wasserhäute leitend wurden, was zu Spannungsänderungen der Batterie während der Aspiration Anlaß gab und viele Messungen unbrauchbar machte. Schließlich wurden zur Isolation des langen Rohres sechs Sieglackklötze benutzt, welche in je drei Aussparungen an den beiden Holzhaltern eingepaßt waren. Ein trichterartig verengtes Endstück (in Fig. 4 rechts) verband den Langevin-Kondensator mit dem hier nur als Aspirationsmaschine verwendeten

d) Messung der Zahl der Aitken'schen Kondensationskerne.

Diese wurde mittels eines normalen Kernzählers in der verbesserten Ausführung nach den Angaben G. Lüdelings durchgeführt. Der Apparat, ein älteres Modell der Firma Plath-Potsdam, wurde, nachdem er zuerst nicht ganz befriedigend funktionierte, dem Fabrikanten der neuen Kernzähler Gustav Schulze-Potsdam vorzüglich instand gesetzt.

Jede Messung bestand aus mindestens zwei Gruppen von je zehn Einzelzählungen, welche im Freien an der Stelle ausgeführt wurden, wo der große Ionisationszylinder einige Minuten vorher mit Freiluft gefüllt worden war (vor dem Nordwestfenster der Hütte). Die in den Haupttabellen angeführten Kernzahlen sind daher Mittelwerte aus mindestens je 20 Einzelzählungen. In Fällen, wo die Mittel der zwei Zehnerreihen voneinander stärkere Abweichungen zeigten, wurden noch weitere 10 oder 20 Einzelzählungen ausgeführt und zur Mittelbildung verwendet. Bei den Messungen wurden die beim zweiten und dritten Kolbenzuge des Aitken'schen Kernzählers (meist nur in geringer Zahl) fallenden Tröpfchen stets mitgezählt, wie dies auch A. Wigand¹ und J. J. Tichanowsky² empfehlen. Der gegenteiligen Anweisung von P. J. Nolan und C. O'Brolchain³ kann ich nicht anschließen.

e) Messung der Zahl der Großionen (Langevin-Ionen).

Hiefür wurde ein aus Messing gefertigter Zylinderkondensator von folgenden Abmessungen benutzt: lichte Weite des Außenrohres 7·8 cm (Radius $r_a = 3·9$ cm), Länge desselben 120 cm; die Innenelektrode bestand aus einem hohlen, dünnwandigen Messingzylinder von $L = 104$ cm Länge und 6 cm äußerem Durchmesser ($r_i = 3·0$ cm), der axial im Außenrohr eingesetzt war. Um wirbelfreie Strömung innerhalb dieses Kondensators zu sichern, war das vordere, dem Luftstrom zugekehrte Ende des Innenzylinders mit einer aufgelöteten passenden Messinghalbkugel versehen, während das hintere Ende einfach mit einer Messingplatte verlötet war. Der ganze Innenzylinder wurde von zwei durch Bernsteinisolatoren hindurchtretende Messingstifte von 2 mm Dicke getragen. Einer derselben führte zu dem Elektrometer (siehe Fig. 4).

Die Bernsteinisolatoren waren in Messinghülsen eingekittet und diese waren in die geerdeten zylindrischen Vertikalrohrstützen eingeschraubt und durch Gegenmuttern festgehalten. Die geerdeten unteren Teile der vertikalen, in Fig. 4 deutlich sichtbaren Rohre fungieren gleichzeitig als Schutzringe für das Elektrometer. Das auf ± 400 Volt geladene Außenrohr ist durch zwei in der Figur sichtbare Ebonitwülste von den geerdeten unteren Teilen der Vertikal-

¹ A. Wigand, Meteor. Zeitschr., 45, Heft 7, 1928.

² J. J. Tichanowsky, ebenda, 45, 107, 1928.

³ P. J. Nolan und C. O'Brolchain, Proc. Roy. Irish Acad., 38, A, 44 bis 45, 1929.

rohre isoliert. Als Elektrometer wurde wieder das für Reisen vorzüglich bewährte Kolhörster-Einschlingenelektrometer benutzt, gewöhnlich bei mäßiger Empfindlichkeit (30 Skalenteile pro Volt). Das auf einem Stativ montierte Instrument konnte durch leichte Drehung im Stativrohr bald in Kontakt mit dem zum Kondensator führenden Vertikalstift gebracht werden, bald davon abgedreht werden. Eine Platinschlinge und ein Platindraht sicherten stets verlässlichen Kontakt. Das lange Außenrohr des Kondensators war durch kräftige Holzstützen gehalten (siehe Fig. 4), welche ihrerseits mit dem in den Boden einzementierten Holzpfahl beim Nordostfenster der Hütte

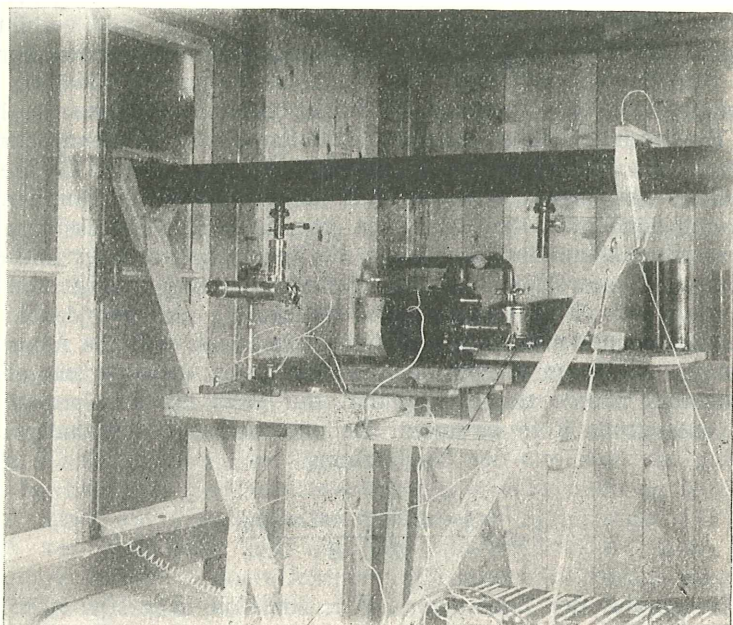


Fig. 4.

verschraubt waren. Vier hintereinandergeschaltete, leicht kommutierbare Anodenbatterien von je 100 Volt besorgten — unter Zwischenschaltung eines Silitwiderstandes von 200.000 Ohm — die Ladung des Außenrohres. Bei der großen relativen Feuchtigkeit der Luft kam es oft, besonders in den Vormittagsstunden vor, daß sogar Ebonitstangen, welche das lange Rohr isoliert halten sollten, durch Wasserhäute leitend wurden, was zu Spannungsänderungen der Batterie während der Aspiration Anlaß gab und viele Messungen unbrauchbar machte. Schließlich wurden zur Isolation des langen Rohres sechs Siegelackklötze benutzt, welche in je drei Aussparungen an den beiden Holzhaltern eingepaßt waren. Ein trichterartig verengtes Endstück (in Fig. 4 rechts) verband den Langevin-Kondensator mit dem hier nur als Aspirationsmaschine verwendeten

Windrichtung und Windstärke sind teils nach eigenen Beobachtungen, teils nach Vergleich mit den Angaben der amtlichen Wetterberichte eingesetzt. Für die Windstärke ist die Beaufort'sche zwölfteilige Skala verwendet. Die Transparenz der Luft ist nach einer sechsstufigen Skala geschätzt angegeben (I = vollkommen reine Fernsicht, VI = Sicht nicht einmal bis 500 m ungetrübt). Die Stärke der Sonnenstrahlung ist, ebenfalls subjektiv, nach der üblichen dreistufigen Skala geschätzt worden: ☉² bedeutet Sonnenschein bei klarer Luft, ☉¹ Sonnenschein durch Dunst geschwächt, ☉⁰ durch dünne Wolken stark geschwächt. Die Angaben über den Gezeitenstand sind den amtlichen Tafeln entnommen, die des Seeganges dem täglichen Bericht der Signalstation Helgoland. Nach einiger Übung konnten aber hiefür ebensogut subjektive Schätzungen gesetzt werden.

II. Teil.

§ 4. Die Ergebnisse der Beobachtungen.

In der im Anhang befindlichen Haupttabelle sind alle Beobachtungen auf Helgoland wiedergegeben, abgesehen von jenen Ionenzählungen, welche nicht gleichzeitig mit den übrigen Messungen ausgeführt worden sind, und von den Messungen mit den Kolhörster'schen Strahlungsapparaten, welche in dem Abschnitt »Ionisation« (§ 13) besprochen werden.

Da mit je einer Luftfüllung fast immer zwei Versuchsreihen (eine mit positiver, die andere mit negativer Aufladung des Ionisationsgefäßes) zur Bestimmung von \mathfrak{I} , beziehungsweise β ausgeführt wurden, so sind in den meisten Fällen zwei Werte der mittleren Lebensdauer der Kleinionen angegeben: \mathfrak{I}_+ bedeutet den Wert dieser für positive, \mathfrak{I}_- für negative Ionen und analog sind dann auch zwei Werte der Verschwindungskonstante β_+ und β_- verzeichnet. Die bei positiver Aufladung des Ionisationsgefäßes erhaltenen Werte entsprechen den positiven Ionen, da dann die positiven Ionen die Träger der zum Elektrometer fließenden Ladungen sind, und analog ist es bei negativer Aufladung des Gefäßes. Der Mittelwert $\mathfrak{I} = \frac{\mathfrak{I}_+ + \mathfrak{I}_-}{2}$ ist ebenfalls in den Tabellen verzeichnet.

Bei der Zusammenfassung aller Werte oder einzelner Gruppen von Beobachtungen zu Mittelwerten muß man sich zunächst entscheiden, ob man die β oder die \mathfrak{I} für die Mittelbildung bevorzugt. Von vornherein sind beide Größen vollkommen gleichberechtigt als Maß der Ionenvernichtung in Freiluft anzusehen. Jedesmal beide Größen zur Mittelbildung zu verwenden und diese Mittel separat zu diskutieren hat keinen Zweck, und ist sprachlich sehr umständlich, da ja die Zunahme von β stets mit einer Abnahme von \mathfrak{I} einhergeht und umgekehrt.

Man muß ferner stets im Auge behalten, daß ziffernmäßig keine vollkommene Übereinstimmung eines Mittelwertes von \mathfrak{I} mit

dem Mittelwert der aus denselben Beobachtungen entnommenen Werte von β erwartet werden kann; denn bekanntlich ist der Mittelwert der Reziprokwerte einer bestimmten Zahlenreihe nicht gleich dem Reziprokwerte des arithmetischen Mittels derselben Zahlen. Die Abweichung wird um so größer sein, je weiter die zum Mittel zusammengefaßten Einzelwerte voneinander abweichen. Für Helgoland-Nordspitze, wo die Einzelwerte von ϑ oder β je nach Windrichtung im Verhältnis 1:20 differieren können, haben daher diese Erwägungen erhöhte Bedeutung. Insbesondere wird dann, wenn man statt der mittleren Lebensdauer ϑ die Einzelwerte von β mittelt, ein stärkerer Einfluß vereinzelter großer Werte von β (bei unreinigter Luft) auf den Mittelwert bemerkbar sein, während bei der Mittelbildung stark differierender Werte von ϑ wieder vereinzelt große Werte von ϑ (bei sehr reiner Luft) im Mittel stärker sich ausprägen.

Wenn nun im folgenden bei der Bildung von Gruppenmitteln vorwiegend die Werte von ϑ anstatt der von β herangezogen werden, so ließ ich mich von der Erwägung leiten, daß der mittleren Lebensdauer anschaulichere physikalische Bedeutung zukommt als der Verschwindungskonstante. In Fällen, wo die Werte von β in direkterer Beziehung zu den zu untersuchenden Größen stehen, wurden natürlich die Einzelwerte von β zur Mittelbildung verwendet.

Um erkennen zu können, ob durch die Anlegung des elektrischen Feldes während einer Messungsreihe selbst eine Ausfällung von Aitken'schen Kernen im Gefäß bewirkt wird, wurden jeweils die zuerst, d. h. unmittelbar nach Füllung mit Freiluft erhaltenen Werte von β und ϑ in der Haupttabelle mit Sternchen versehen. Die getrennte Mittelbildung dieser und der »nicht gesternteten« Werte muß den erwähnten Einfluß aufdecken. Hiezu sei noch bemerkt, daß die Reihenfolge der Vorzeichen der angelegten Spannung jeden Tag gewechselt wurde, so daß bald die Messung mit positivem, bald die mit negativem Vorzeichen der Aufladung voranging. Die Reihenfolge der Größe der angelegten Potentiale wurde bald steigend, bald fallend gewählt.

Das Gesamtmittel aller 95 an der Nordspitze von Helgoland in der Zeit vom 2. August bis 8. September 1928 beobachteten Einzelwerte von ϑ beträgt

$$\vartheta = 100 \cdot 0 \text{ sek.}$$

Der Reziprokwert dieses Mittelwertes würde die Verschwindungskonstante $\beta = 10 \cdot 0 \cdot 10^{-3} \text{ sek.}^{-1}$ liefern. Die Extremwerte waren für $\vartheta = 453 \text{ sek.}$ (Maximum), 21 sek. (Minimum) und für $\beta = 2 \cdot 2 \cdot 10^{-3}$ (Minimum) und $49 \cdot 0 \cdot 10^{-3}$ (Maximum).

Man erkennt daraus bereits, daß der für den Sommer 1928 gewählte Standort (Nordspitze) wesentlich reinere, kernärmere Luft aufweist als der Hafen und die Südspitze von Helgoland, wo im Juni 1927 dreifach kleinere Werte von ϑ gefunden worden waren.

Zusammenfassung aller bei positiver Aufladung des Ionisationsgefäßes erhaltenen 48 Einzelwerte von ϑ ergibt einen etwas

Ebert'schen Ionenzähler »R«, der ebenfalls mit geeichtem Anemometer versehen war.

Um die Erschütterungen der Turbine des Ionenzählers möglichst wenig auf das lange Rohr und damit auf das Einschlingenelektrometer übertragen zu lassen, wurde noch ein 30 *cm* langes Stück eines 3 *cm* weiten Gummischlauches zwischen Trichterstück und Ebert-Apparat eingeschaltet. Außerdem wurde die ganze Anordnung durch Spanndrähte mit Spannschlössern versteift an Haken im Ziegelboden verankert.

Trotz allem hat der Apparat, besonders in den ersten drei Wochen unseres Aufenthaltes auf Helgoland bei windigem und feuchtem Wetter viel Störungen gezeigt, so daß nur eine verhältnismäßig kleine Zahl einwandfreier Messungen erzielt werden konnte.

Am besten hat sich das folgende Verfahren bewährt: Die beiden in der Fig. 4 sichtbaren Vertikalröhren, von denen die linke zum Elektrometer führt, wurden ständig unter Natriumtrocknung gehalten; das Natrium wurde in die seitlich angebrachten Glasgefäße eingeführt und täglich erneuert. Das lange Rohr wurde durch einen gut schließenden Deckel bis kurz vor Beginn der Messung verschlossen gehalten. Sodann wurde die Spannung angelegt und etwa 15 Minuten gewartet, bis die Batteriespannung völlig konstant geworden war. Erst dann wurde die Erdung des mit der Innenelektrode verbundenen Fadensystems aufgehoben und die Aspiration begonnen. Eine im Aspirationsrohr des Ebert-Apparats eingebaute Ventilklappe wurde so gestellt, daß nur etwa 20 Liter pro Minute durch das große Rohr strömten. Bei dieser Sauggeschwindigkeit *G* werden, wie sich aus der Ungleichung

$$k \cong \frac{(r_a^2 - r_i^2) \log. \text{ nat. } r_a/r_i}{2 L \cdot E} \cdot G$$

bei Einsetzung der Zahlenwerte $E = 400$ Volt, $L = 104$, $r_a = 3 \cdot 9$, $r_i = 30$ *cm* berechnen läßt, alle Ionen an der Innenelektrode abgelagert bis herab zur Beweglichkeit $k = 0 \cdot 00034$ *cm*/sek.: Volt/*cm*.

Somit werden unter diesen Bedingungen sämtliche Großionen und Kleinionen abgefangen und man erhält die Zahl der erstgenannten, wenn man von der beobachteten Gesamtzahl ($N + n$) die Zahl der Kleinionen (n) subtrahiert, die durch möglichst gleichzeitige Zählung mit dem Ebert'schen Ionenzähler »L« ermittelt worden war.

Die Luftgeschwindigkeit *G* im großen Rohr betrug etwa 17 *cm*/sek. Die Spannungsdifferenz wurde manchmal auch auf 200 Volt herabgesetzt, ohne daß eine Verminderung der abgelagerten Ionenzahl bemerkt werden konnte. Nach Vollendung der gewöhnlich 20 Minuten währenden Aspiration wurde das Elektrometer durch leichte Drehung mit dem Innenrohr des Kondensators wieder in Kontakt gebracht und die Aufladung* abgelesen. Gewöhnlich war sie von der Größenordnung 0·5 Volt.

Sodann wurde der Versuch bei verschlossenem Rohr und abgestelltem Aspirator wiederholt und die so ermittelte »natürliche Aufladung« (entsprechend der natürlichen Ionisation im Zylinderkondensator) in Anzug gebracht. Diese Korrektur war meist sehr gering. Die Gesamtkapazität Zylinderkondensator plus Elektrometer betrug laut Eichung mit einem Gerdien'schen variablen Kondensator 514 *cm*.

Bezeichnet man die der Aufladung des Systems entsprechende abgelesene Spannung des Elektrometers am Ende des *t*/sek. dauernden Versuches mit V_t (Volt), so ist die Gesamtzahl der Großionen und Kleinionen nach der Formel

$$N + n = \frac{C}{300} \frac{V_t}{t} \frac{1}{\epsilon \cdot M_t}$$

zu berechnen. M_t bedeutet hierin die in *t*/sek. durch den Apparat hindurchgesaugte Luftmenge in Kubikzentimetern.

Nach Beendigung des Versuches wird die Aufladung des Rohres mit entgegengesetztem Vorzeichen vorgenommen und der Versuch wiederholt. Ingesamt sind also zur Ermittlung von N und n für beide Vorzeichen vier Aspirationsversuche erforderlich: je zwei mit dem Langevin-Rohr und mit dem Ebert-Apparat.

Die gewählten Versuchsbedingungen für die Zählung der Großionen weichen nur wenig von denen anderer Autoren ab¹, sie dürften das Optimum für eine transportable Anordnung darstellen. Bei weiterer Verkleinerung des Zwischenraumes zwischen Außen- und Innenrohr treten bisweilen Störungen durch Staubhärchen auf, die zu Entladungen führen können.

Die beschriebene Versuchsanordnung wird bei nicht zu feuchtem Klima, also auf Landstationen verlässlich funktionieren. Für das Klima von Helgoland hat sie, wie schon erwähnt, sich nicht besonders bewährt, doch konnten Störungen in diesem Ausmaße nicht vorausgesehen werden.

Beim Transport des Apparates wurde der lange Kondensator vollkommen unzerlegt verpackt. Es war dies dadurch ermöglicht, daß das Innenrohr durch sorgfältig angepaßte, einsteckbare Halteringe und große Holzpfropfen im Außenrohr festgeklemmt werden konnte.

f) Die Beobachtung der meteorologischen und hydrographischen Elemente.

Der Luftdruck wurde an einem Taschenaneroïd abgelesen, die Temperatur und die relative Feuchtigkeit an einem außen an der Hüttenwand im Schatten aufgehängten neuen Lambrecht'schen Polymeter beobachtet. Der Grad der Bewölkung wurde nach der üblichen zehnstufigen Skala geschätzt (10 = ganz bedeckter Himmel).

¹ P. Langevin, Compt. Rend., 140, 305, 1905.

A. Gockel, Neue Denkschr. d. Schweiz. Naturf. Ges., 54, 1. Abh., 1917.

Windrichtung und Windstärke sind teils nach eigenen Beobachtungen, teils nach Vergleich mit den Angaben der amtlichen Wetterberichte eingesetzt. Für die Windstärke ist die Beaufort'sche zwölfteilige Skala verwendet. Die Transparenz der Luft ist nach einer sechsstufigen Skala geschätzt angegeben (I = vollkommen reine Fernsicht, VI = Sicht nicht einmal bis 500 *m* ungetrübt). Die Stärke der Sonnenstrahlung ist, ebenfalls subjektiv, nach der üblichen dreistufigen Skala geschätzt worden: ☉² bedeutet Sonnenschein bei klarer Luft, ☉¹ Sonnenschein durch Dunst geschwächt, ☉⁰ durch dünne Wolken stark geschwächt. Die Angaben über den Gezeitenstand sind den amtlichen Tafeln entnommen, die des Seeganges dem täglichen Bericht der Signalstation Helgoland. Nach einiger Übung konnten aber hierfür ebensogut subjektive Schätzungen gesetzt werden.

II. Teil.

§ 4. Die Ergebnisse der Beobachtungen.

In der im Anhang befindlichen Haupttabelle sind alle Beobachtungen auf Helgoland wiedergegeben, abgesehen von jenen Ionenzählungen, welche nicht gleichzeitig mit den übrigen Messungen ausgeführt worden sind, und von den Messungen mit den Kolhörster'schen Strahlungsapparaten, welche in dem Abschnitt »Ionisation« (§ 13) besprochen werden.

Da mit je einer Luftfüllung fast immer zwei Versuchsreihen (eine mit positiver, die andere mit negativer Aufladung des Ionisationsgefäßes) zur Bestimmung von ϑ , beziehungsweise β ausgeführt wurden, so sind in den meisten Fällen zwei Werte der mittleren Lebensdauer der Kleinionen angegeben: ϑ_+ bedeutet den Wert dieser für positive, ϑ_- für negative Ionen und analog sind dann auch zwei Werte der Verschwindungskonstante β_+ und β_- verzeichnet. Die bei positiver Aufladung des Ionisationsgefäßes erhaltenen Werte entsprechen den positiven Ionen, da dann die positiven Ionen die Träger der zum Elektrometer fließenden Ladungen sind, und analog ist es bei negativer Aufladung des Gefäßes. Der Mittelwert $\vartheta = \frac{\vartheta_+ + \vartheta_-}{2}$ ist ebenfalls in den Tabellen verzeichnet.

Bei der Zusammenfassung aller Werte oder einzelner Gruppen von Beobachtungen zu Mittelwerten muß man sich zunächst entscheiden, ob man die β oder die ϑ für die Mittelbildung bevorzugt. Von vornherein sind beide Größen vollkommen gleichberechtigt als Maß der Ionenvernichtung in Freiluft anzusehen. Jedesmal beide Größen zur Mittelbildung zu verwenden und diese Mittel separat zu diskutieren hat keinen Zweck, und ist sprachlich sehr umständlich, da ja die Zunahme von β stets mit einer Abnahme von ϑ einhergeht und umgekehrt.

Man muß ferner stets im Auge behalten, daß ziffernmäßig keine vollkommene Übereinstimmung eines Mittelwertes von ϑ mit

dem Mittelwert der aus denselben Beobachtungen entnommenen Werte von β erwartet werden kann; denn bekanntlich ist der Mittelwert der Reziprokwerte einer bestimmten Zahlenreihe nicht gleich dem Reziprokwerte des arithmetischen Mittels derselben Zahlen. Die Abweichung wird um so größer sein, je weiter die zum Mittel zusammengefaßten Einzelwerte voneinander abweichen. Für Helgoland-Nordspitze, wo die Einzelwerte von ϑ oder β je nach Windrichtung im Verhältnis 1:20 differieren können, haben daher diese Erwägungen erhöhte Bedeutung. Insbesondere wird dann, wenn man statt der mittleren Lebensdauer ϑ die Einzelwerte von β mittelt, ein stärkerer Einfluß vereinzelter großer Werte von β (bei unreiner Luft) auf den Mittelwert bemerkbar sein, während bei der Mittelbildung stark differierender Werte von ϑ wieder vereinzelt große Werte von ϑ (bei sehr reiner Luft) im Mittel stärker sich ausprägen.

Wenn nun im folgenden bei der Bildung von Gruppenmitteln vorwiegend die Werte von ϑ anstatt der von β herangezogen werden, so ließ ich mich von der Erwägung leiten, daß der mittleren Lebensdauer anschaulichere physikalische Bedeutung zukommt als der Verschwindungskonstante. In Fällen, wo die Werte von β in direkterer Beziehung zu den zu untersuchenden Größen stehen, wurden natürlich die Einzelwerte von β zur Mittelbildung verwendet.

Um erkennen zu können, ob durch die Anlegung des elektrischen Feldes während einer Messungsreihe selbst eine Ausfällung von Aitken'schen Kernen im Gefäß bewirkt wird, wurden jeweils die zuerst, d. h. unmittelbar nach Füllung mit Freiluft erhaltenen Werte von β und ϑ in der Haupttabelle mit Sternchen versehen. Die getrennte Mittelbildung dieser und der »nicht gesternten« Werte muß den erwähnten Einfluß aufdecken. Hiezu sei noch bemerkt, daß die Reihenfolge der Vorzeichen der angelegten Spannung jeden Tag gewechselt wurde, so daß bald die Messung mit positivem, bald die mit negativem Vorzeichen der Aufladung voranging. Die Reihenfolge der Größe der angelegten Potentiale wurde bald steigend, bald fallend gewählt.

Das Gesamtmittel aller 95 an der Nordspitze von Helgoland in der Zeit vom 2. August bis 8. September 1928 beobachteten Einzelwerte von ϑ beträgt

$$\vartheta = 100 \cdot 0 \text{ sek.}$$

Der Reziprokwert dieses Mittelwertes würde die Verschwindungskonstante $\beta = 10 \cdot 0 \cdot 10^{-3} \text{ sek.}^{-1}$ liefern. Die Extremwerte waren für $\vartheta = 453 \text{ sek.}$ (Maximum), 21 sek. (Minimum) und für $\beta = 2 \cdot 2 \cdot 10^{-3}$ (Minimum) und $49 \cdot 0 \cdot 10^{-3}$ (Maximum).

Man erkennt daraus bereits, daß der für den Sommer 1928 gewählte Standort (Nordspitze) wesentlich reinere, kernärmere Luft aufweist als der Hafen und die Südspitze von Helgoland, wo im Juni 1927 dreifach kleinere Werte von ϑ gefunden worden waren.

Zusammenfassung aller bei positiver Aufladung des Ionisationsgefäßes erhaltenen 48 Einzelwerte von ϑ ergibt einen etwas

niedrigeren Mittelwert (96 sek.) als der aus den 47 bei negativer Ladung des Gefäßes gewonnene Wert (104 sek.).

Daraus folgt, daß in kernhaltiger Luft die mittlere Lebensdauer der beiden Ionenarten nicht ganz gleich ist und daß die der negativen Kleinionen etwas überwiegt. Da im allgemeinen mehr positive als negative Kleinionen in der Luft gefunden werden, würde man vielleicht erwarten, daß die positiven Kleinionen etwas langlebiger sind. Eine genauere Betrachtung zeigt indes, daß die Verhältnisse viel komplizierter liegen. Aus der Gleichung

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

ersieht man, daß nicht nur n , sondern in viel größerem Maße die Zahl N der Großionen die Größe von β (und damit auch ϑ) beeinflusst. Wenn, wie es durchaus möglich ist, am Beobachtungsort $N_+ > N_-$ ist, so wird

$$\beta_+ > \beta_-, \text{ d. h. } \vartheta_+ < \vartheta_-,$$

wie wir es oben festgestellt haben. Außerdem ist auch zu berücksichtigen, daß der Wiedervereinigungskoeffizient zwischen positiven Kleinionen und negativen Großionen (η_2^+) etwas von dem der negativen Kleinionen und der positiven Großionen (η_2^-) differiert.

J. Nolan und G. P. de Sacy¹ finden

$$\eta_2^+ = 8 \cdot 7 \cdot 10^{-6}, \quad \eta_2^- = 9 \cdot 7 \cdot 10^{-6}.$$

Demnach würde für positive Kleinionen β kleiner und ϑ größer sein als für negative Kleinionen. Wenn man diese Werte akzeptiert, so würde also bei Gleichheit der Zahl der positiven und der negativen Großionen die mittlere Lebensdauer der positiven Kleinionen die größere sein, während aus meinen Helgoländer Beobachtungen das Umgekehrte folgt. Es ist daher anzunehmen, daß an der Nordspitze die mittlere Zahl der positiven Großionen stärker die der negativen überwiegt als η_2^+ das η_2^- .

Eine zweite wichtige Feststellung ist die folgende: Bildet man das Mittel aller »gesternnten« Werte von ϑ , so erhält man 93 sek., während der Mittelwert aller »nicht gesternnten« Werte 109 sek. beträgt. Beide Mittelwerte entsprechen je 45 Einzelbeobachtungen. Man erkennt daraus, daß der oben (p. 14) vermutete Effekt der partiellen Ausfällung von Kernen durch das elektrische Feld während der doch mehr als einstündigen Einzelmessreihe unzweifelhaft besteht; denn die in der Tabelle »nicht gesternnten«, d. h. nach Vollendung je einer Versuchsreihe mit derselben Luftfüllung erhaltenen Werte sind um etwa 16% höher. Dabei wird auch das einfache Abstehenlassen der Luft eine gewisse Rolle spielen; denn

¹ J. Nolan und G. P. de Sacy, Proc. Roy. Irish. Akad., 37, A. 71, 1927.

ich konnte durch Laboratoriumsversuche in Graz feststellen, daß eine und dieselbe Luftfüllung (Stadtluft), die zuerst, d. h. sofort nach Einfüllung ins Gefäß den Wert $\vartheta = 18$ sek. geliefert hatte, nach fünftägigem ruhigen Stehenlassen im Gefäß $\vartheta = 70$ sek. ergab. Weiteres 20tägiges Stehenlassen hatte aber dann keine weitere Vergrößerung von ϑ zur Folge.

Es ist gewiß ein Nachteil der Schweidler'schen »Methode II«, daß während der Messung selbst eine Veränderung der Kernzahl im Gefäße auftritt. Doch ist für unseren Hauptzweck — Ausarbeitung der Ionisierungsbilanz — der Effekt praktisch genommen belanglos, da die Größenordnung von ϑ dadurch nicht geändert wird. Im folgenden werden daher die »gesternten« und »nicht-gesternten« Tabellenwerte von ϑ als gleichberechtigt behandelt.

Bei der Durcharbeitung des gesamten an der Nordspitze gesammelten Beobachtungsmaterials, nicht nur über die mittlere Lebensdauer (ϑ) der Ionen, sondern auch der übrigen luftelektrischen und meteorologischen Größen, fällt sofort auf, daß die ϑ außerordentlich stark von der Windrichtung, d. h. von der Herkunft der Luft über dem Beobachtungsorte abhängen. Dies hat bezüglich der Kernzahlen schon G. Lüdeling¹ festgestellt. Es wird daher zweckmäßig sein, wenn das Beobachtungsmaterial zunächst auf diese Einflüsse hin untersucht wird.

§ 5. Einfluß der Windrichtung und Windstärke.

Ordnet man alle beobachteten Einzelwerte von ϑ nach der Windrichtung, so erhält man die in der folgenden Tab. 1 angeführten Mittelwerte. Die in Klammern gesetzten Zahlen bedeuten die Zahl der jeweils zur Mittelbildung verwendeten Einzelwerte. Die aus den mittleren Werten von ϑ gerechneten Werte der Verschwindungskonstanten β sind ebenfalls angegeben, außerdem die in der betreffenden Windrichtung gemessene Entfernung des zunächstliegenden Festlandes (in Kilometern).

Tabelle 1.

Windrichtung	$\bar{\vartheta}$ (sek.)	$10^3 \cdot \bar{\beta} = \frac{10^3}{\bar{\vartheta}}$ (sek.-1)	Zahl der Einzelwerte	Mittlere Land- entfernung in km
WSW, W, WNW	57	17·5	(25)	750
NW	159	6·3	(14)	800 bis 900
NNW, N	234	4·3	(10)	mehr als 900
NE	60	16·7	(2)	75
E	60	16·7	(4)	60
SSE, S	49	20·4	(11)	52 bis 70
SW	70	14·2	(29)	mehr als 75

¹ G. Lüdeling, Veröffentl. d. Preuß. Meteor. Instit., Ergebn. v. 1901. (Asher & Co.), Berlin 1904.

niedrigeren Mittelwert (96 sek.) als der aus den 47 bei negativer Ladung des Gefäßes gewonnene Wert (104 sek.).

Daraus folgt, daß in kernhaltiger Luft die mittlere Lebensdauer der beiden Ionenarten nicht ganz gleich ist und daß die der negativen Kleinionen etwas überwiegt. Da im allgemeinen mehr positive als negative Kleinionen in der Luft gefunden werden, würde man vielleicht erwarten, daß die positiven Kleinionen etwas langlebiger sind. Eine genauere Betrachtung zeigt indes, daß die Verhältnisse viel komplizierter liegen. Aus der Gleichung

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

ersieht man, daß nicht nur n , sondern in viel größerem Maße die Zahl N der Großionen die Größe von β (und damit auch ϑ) beeinflusst. Wenn, wie es durchaus möglich ist, am Beobachtungsort $N_+ > N_-$ ist, so wird

$$\beta_+ > \beta_-, \text{ d. h. } \vartheta_+ < \vartheta_-,$$

wie wir es oben festgestellt haben. Außerdem ist auch zu berücksichtigen, daß der Wiedervereinigungskoeffizient zwischen positiven Kleinionen und negativen Großionen (η_2^+) etwas von dem der negativen Kleinionen und der positiven Großionen (η_2^-) differiert.

J. Nolan und G. P. de Sachy¹ finden

$$\eta_2^+ = 8 \cdot 7 \cdot 10^{-6}, \quad \eta_2^- = 9 \cdot 7 \cdot 10^{-6}.$$

Demnach würde für positive Kleinionen β kleiner und ϑ größer sein als für negative Kleinionen. Wenn man diese Werte akzeptiert, so würde also bei Gleichheit der Zahl der positiven und der negativen Großionen die mittlere Lebensdauer der positiven Kleinionen die größere sein, während aus meinen Helgoländer Beobachtungen das Umgekehrte folgt. Es ist daher anzunehmen, daß an der Nordspitze die mittlere Zahl der positiven Großionen stärker die der negativen überwiegt als η_2^+ das η_2^- .

Eine zweite wichtige Feststellung ist die folgende: Bildet man das Mittel aller »gesternteten« Werte von ϑ , so erhält man 93 sek., während der Mittelwert aller »nicht gesternteten« Werte 109 sek. beträgt. Beide Mittelwerte entsprechen je 45 Einzelbeobachtungen. Man erkennt daraus, daß der oben (p. 14) vermutete Effekt der partiellen Ausfällung von Kernen durch das elektrische Feld während der doch mehr als einstündigen Einzelmessreihe unzweifelhaft besteht; denn die in der Tabelle »nicht gesternteten«, d. h. nach Vollendung je einer Versuchsreihe mit derselben Luftfüllung erhaltenen Werte sind um etwa 16% höher. Dabei wird auch das einfache Abstehenlassen der Luft eine gewisse Rolle spielen; denn

¹ J. Nolan und G. P. de Sachy, Proc. Roy. Irish. Akad., 37, A. 71, 1927.

ich konnte durch Laboratoriumsversuche in Graz feststellen, daß eine und dieselbe Luftfüllung (Stadtluft), die zuerst, d. h. sofort nach Einfüllung ins Gefäß den Wert $\vartheta = 18$ sek. geliefert hatte, nach fünftägigem ruhigen Stehenlassen im Gefäß $\vartheta = 70$ sek. ergab. Weiteres 20tägiges Stehenlassen hatte aber dann keine weitere Vergrößerung von ϑ zur Folge.

Es ist gewiß ein Nachteil der Schweidler'schen »Methode II«, daß während der Messung selbst eine Veränderung der Kernzahl im Gefäße auftritt. Doch ist für unseren Hauptzweck — Ausarbeitung der Ionisierungsbilanz — der Effekt praktisch genommen belanglos, da die Größenordnung von ϑ dadurch nicht geändert wird. Im folgenden werden daher die »gesternten« und »nicht-gesternten« Tabellenwerte von ϑ als gleichberechtigt behandelt.

Bei der Durcharbeitung des gesamten an der Nordspitze gesammelten Beobachtungsmaterials, nicht nur über die mittlere Lebensdauer (ϑ) der Ionen, sondern auch der übrigen luftelektrischen und meteorologischen Größen, fällt sofort auf, daß die ϑ außerordentlich stark von der Windrichtung, d. h. von der Herkunft der Luft über dem Beobachtungsorte abhängen. Dies hat bezüglich der Kernzahlen schon G. Lüdeling¹ festgestellt. Es wird daher zweckmäßig sein, wenn das Beobachtungsmaterial zunächst auf diese Einflüsse hin untersucht wird.

§ 5. Einfluß der Windrichtung und Windstärke.

Ordnet man alle beobachteten Einzelwerte von ϑ nach der Windrichtung, so erhält man die in der folgenden Tab. 1 angeführten Mittelwerte. Die in Klammern gesetzten Zahlen bedeuten die Zahl der jeweils zur Mittelbildung verwendeten Einzelwerte. Die aus den mittleren Werten von ϑ gerechneten Werte der Verschwindungskonstanten β sind ebenfalls angegeben, außerdem die in der betreffenden Windrichtung gemessene Entfernung des zunächstliegenden Festlandes (in Kilometern).

Tabelle 1.

Windrichtung	$\bar{\vartheta}$ (sek.)	$10^3 \cdot \bar{\beta} = \frac{10^3}{\bar{\vartheta}}$ (sek. ⁻¹)	Zahl der Einzelwerte	Mittlere Land- entfernung in km
WSW, W, WNW	57	17·5	(25)	750
NW	159	6·3	(14)	800 bis 900
NNW, N	234	4·3	(10)	mehr als 900
NE	60	16·7	(2)	75
E	60	16·7	(4)	60
SSE, S	49	20·4	(11)	52 bis 70
SW	70	14·2	(29)	mehr als 75

¹ G. Lüdeling, Veröffentl. d. Preuß. Meteor. Instit., Ergebn. 1901. (Asher & Co.), Berlin 1904.

Aus der Tabelle erkennt man augenblicklich, daß die aus dem Polarbecken kommenden Luftmassen (bei N- und NNW-Wind) die weitaus größten Werte der mittleren Lebensdauer* der Ionen liefern.

Es kommt aber, wie sowohl aus der Tabelle wie auch aus den geographischen Verhältnissen ersichtlich ist, nicht nur auf die Entfernung des in der Windrichtung zunächst gelegenen Landes, sondern auch auf dessen Größe und Eigenart an. Die aus Deutschland herüberwehenden Süd- und Südostwinde sind zweifellos am reichsten an Kernen (vgl. G. Lüdeling, l. c.), liefern daher auch die kleinsten Werte von ϑ . Ordnet man alle Werte in zwei Klassen (Land- und Seewind), so erhält man folgende Zahlen:

Bei Seewind (W, NW und N)	$\bar{\vartheta} = 133$ sek. (49)
Bei Landwind (NE, E, SE, S, SW) . . .	$\bar{\vartheta} = 64$ sek. (46).

Diese Abhängigkeit ist so stark ausgeprägt, daß entsprechend im folgenden die Untersuchung der meisten übrigen Einflüsse bei Landwind und bei Seewind getrennt vorgenommen wurde.

Die Ordnung aller Einzelwerte von ϑ nach Windstärken ergibt folgendes Bild:

Tabelle 2.

a) bei Seewind (W, NW, N)		b) bei Landwind (SW, S, SE, E, NE)	
Windstärke	$\bar{\vartheta}$	Windstärke	$\bar{\vartheta}$
0·1	131 sek. (8)	0, 1	82 sek. (13)
2, 3	169 (11)	2, 3	48 (19)
4, 5	138 (23)	4, 5	83 (8)
6, 7, 8	67 (7)	6, 7, 8	75 (4)

Für die geringeren Windstärken (0 bis 5 der Beaufort-Skala) scheint keine ausgeprägte Abhängigkeit der ϑ zu bestehen.

Bemerkenswert ist, daß für die höchsten vorkommenden Windstärken (6 bis 8) die Mittelwerte von ϑ für Seewind und Landwind nahezu gleich groß werden. Es kommt dies einerseits daher, daß bei größerer Windstärke Kernbildung durch Zerstäuben von Salzwasser in den Wellenkämmen und in der Brandung eintritt: dadurch werden die sonst bei Seewind sehr hohen Werte von ϑ auf etwa die Hälfte herabgedrückt. Andererseits ist bei hohen Windstärken vom Lande her der Gehalt an Kernen rein festländischen Ursprunges sicher geringer, da bei starken Winden bessere Durchmischung der untersten Luftschichten eintritt, wodurch der Kerngehalt der bodennahen Schichten an sich schon geringer wird.

Daß Kernbildung durch Zerspritzen der Wellenkämme wirklich eintritt, wird auch durch die Untersuchung über den Einfluß des Seeganges (vgl. unten, § 10) bestätigt.

§ 6. Mittlere Lebensdauer der Ionen und Kernzahl.

Bei der Bearbeitung der vorliegenden Kernzählungen wurde eine Zweiteilung des Materials vorgenommen, da die Zählungen

vor der Wiederinstandsetzung des Aitken'schen Zählers durch die Firma Schulze in Potsdam (Mitte August) zu kleine Absolutzahlen zu liefern schienen. Relativ sind beide Reihen von Zählungen (Versuche Nr. 1 bis 16 und 27 bis 50 der Haupttabelle) gleichgut verwendbar. Tatsächlich läßt auch die erste Reihe der Kernzählungen die starke Abnahme der mittleren Lebensdauer mit wachsender Kernzahl deutlich erkennen.

Doch schien es zuverlässiger, zur Wahrung der Homogenität des Beobachtungsmaterials, die nach Reparatur des Zählers erhaltenen Werte allein zu verwenden; dies um so mehr, als Kontrollmessungen mit Zimmerluft vor und nach der Reparatur des Instrumentes gezeigt hatten, daß — vielleicht infolge teilweiser Verstopfung des Luft-einlaßhahnes und Adsorption der Kerne in dieser Leitung — die vor der Reparatur erhaltenen Zahlen Z zweifellos zu niedrig waren. Teilt man die mit dem reparierten Zähler ausgeführten Messungen in vier Größenklassen (0 bis 2000, 2000 bis 4000, 4000 bis 6000 und über 6000 Kerne pro 1 cm^3) ein und mittelt die zugehörigen Einzelwerte von ϑ , β und Z , so ergibt sich die folgende Tab. 3. (Hiebei ist zu beachten, daß hier wegen des direkteren Zusammenhanges zwischen β und Z die Mittel aus den einzelnen Werten von β direkt berechnet wurden, ebenso wie die der ϑ .)

Tabelle 3.

Mittlere Kernzahl pro cm^3 (Z)	Mittelwerte		(Zahl der Beobachtungen)
	$\bar{\beta}$	$\bar{\vartheta}$	
1060	$4.94 \cdot 10^{-3}$	234 sek.	(10)
3030	$13.8 \cdot 10^{-3}$	86	(6)
4760	$18.7 \cdot 10^{-3}$	72	(17)
8900	$24.1 \cdot 10^{-3}$	58	(14)

In den folgenden zwei Figuren sind diese Zusammenhänge graphisch dargestellt: Fig. 5 gibt den Zusammenhang zwischen Z und β , Fig. 6 den zwischen Z und ϑ wieder.

Aus der Formel

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

sollte man erwarten, daß, zumal der Term $\alpha \cdot n$ zu vernachlässigen ist, die Werte β mit der Zahl N der Großionen, also auch mit der Kernzahl Z proportional ansteigen.

Dies ist, wie Fig. 5 zeigt, nicht der Fall. Der Anstieg von β wird von etwa $Z = 4000$ aufwärts merklich weniger steil, was darauf hindeutet, daß der Wiedervereinigungskoeffizient η_2 nicht konstant ist. Er kann ja mit der Art der Kerne selbst variieren, z. B. für Kerne von festländischem Ursprung einen etwas anderen Wert

haben als bei den maritimen Kernen (bei hoher Kernzahl würden in der Regel die erstgenannten überwiegen); oder, was auf dasselbe hinauskommt, das Verhältnis der Zahl der ungeladenen Kerne N_0

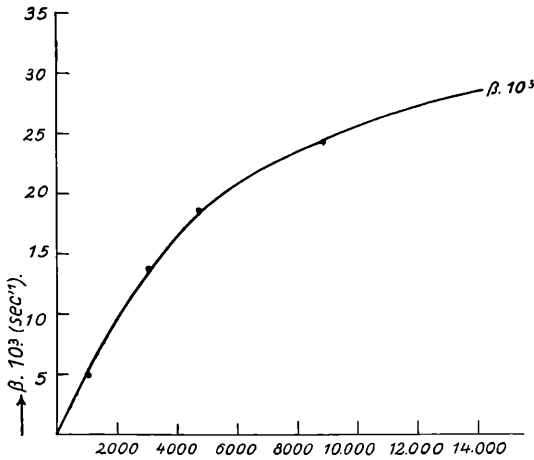


Fig. 5.

zu der der geladenen je eines Vorzeichens (N) hat nicht einen konstanten Zahlenwert (1.28 nach J. J. Nolan), sondern variiert mit der Art der Kerne selbst.

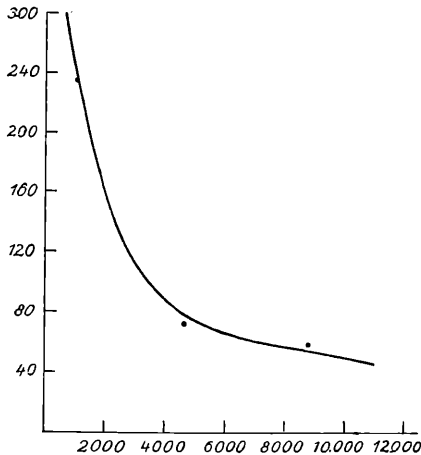


Fig. 6.

Für kernreiche rein festländische Luft, wo an einem und demselben Orte die Art der Kerne sich nicht wesentlich ändert, hat W. Schlenck (l. c.) ziemlich gute Proportionalität des Anstieges von β mit Z erhalten.

An der Nordspitze von Helgoland, wo Seewind und Landwind so sehr verschiedenartige Luft heranbringen, dürfen wir daher so einfache Verhältnisse wohl nicht voraussetzen.

Analog zeigt die aus den beobachteten Werten von ϑ erhaltene Kurve, Fig. 6, enormen Anstieg der mittleren Lebensdauer der Ionen bei kleinen Kernzahlen, aber keineswegs Konstanz des Produktes $Z \cdot \vartheta$, wie es bei strenger Konstanz von η_2 zu erwarten wäre. Das Verhalten von η_2 wird unten in § 12 näher untersucht werden.

Eine Berechnung des Korrelationskoeffizienten r zwischen Kernzahl und mittlerer Lebensdauer ϑ an den Versuchen Nr. 27 bis 50 der Haupttabelle ergab den Wert

$$r = -0.59 \pm 0.13,$$

also eine weniger enge Korrelation, als Schlenck (l. c.) zwischen den beiden Größen in der Stadtluft von Innsbruck gefunden hat. Auch dies dürfte mit der Ungleichartigkeit der Kerne auf Helgoland je nach der Herkunft der Luft zusammenhängen.

§ 7. Zusammenhang der mittleren Lebensdauer der Ionen mit der Transparenz der Luft.

Hier wurde die Untersuchung für Tage mit Seewind und solche mit Landwind getrennt durchgeführt. Über die sechs Klassen der Transparenz (Sicht) vgl. die Erklärung der Bezeichnungen im Anhang.

Tabelle 4.

a) bei Seewind			b) bei Landwind		
Sicht- klasse	$\bar{\vartheta}$ (sek.)	$\bar{\beta} = \frac{1}{\bar{\vartheta}}$	Sicht- klasse	$\bar{\vartheta}$ (sek.)	$\bar{\beta} = \frac{1}{\bar{\vartheta}}$
I	211	$4.7 \cdot 10^{-3}$ (18)	I	91	$11.0 \cdot 10^{-3}$ (2)
II	122	$8.2 \cdot 10^{-3}$ (9)	II	90	$11.0 \cdot 10^{-3}$ (11)
III	82	$12.2 \cdot 10^{-3}$ (18)	III	79	$12.7 \cdot 10^{-3}$ (10)
IV	44	$22.7 \cdot 10^{-3}$ (4)	IV	47	$21.3 \cdot 10^{-3}$ (17)
V	—	—	V	30	$33.3 \cdot 10^{-3}$ (6)

In beiden Gruppen tritt die Abhängigkeit der mittleren Lebensdauer ϑ mit der Sichtweite deutlich hervor. Die größten Werte von ϑ fallen durchwegs auf Tage mit der größten Transparenz der Luft (Sicht I). Bemerkenswert ist, daß bei den mittleren Sichtgruppen III und IV die Werte von ϑ bei Land- und Seewind fast gleich groß sind. Bei den Sichtklassen I und II sind die Werte von ϑ bei Landwind deutlich kleiner, was darauf hindeutet, daß die kernbildenden Bestandteile der Landluft die Sichtweite der Luft an sich

weniger beeinträchtigen als die Kerne der Seeluft, bei denen die Kondensation selbst wegen des größeren Wasserdampfgehaltes natürlich häufiger eintritt.

Der Zusammenhang zwischen Kernzahl und Sicht ist übrigens recht kompliziert. A. Wigand¹ hat den Zusammenhang zwischen Sichtweite S und Kernzahl Z in die Formel gekleidet

$$K S = a \cdot (e_s - e)^{2/3},$$

wo e_s den Sättigungsdruck, e den herrschenden Dampfdruck des in der Luft enthaltenen Wasserdampfes bedeutet. Bei konstanter relativer Feuchtigkeit sollte also die Sichtweite der Kernzahl umgekehrt proportional sein. Leider ist das auf Helgoland gesammelte Beobachtungsmaterial nicht ausreichend, um diese Formel eingehender zu prüfen, zumal die Angaben der Sicht nur auf subjektiven Schätzungen beruhen. Für Tage mit Seewind scheint die Konstanz des Produktes $K S$ besser gewahrt zu sein, als für Tage mit Landwind; dies stimmt mit den Ergebnissen A. Wigands², der in Halle a. d. S. in stark verunreinigter Stadtluft die Formel nicht bestätigt fand. Auf Helgoland kommen übrigens vereinzelt Tage mit guter Sicht (I, II) und hoher Kernzahl ebensowohl vor (vgl. Haupttabelle, Nr. 42, 43) als solche mit schlechter Sicht (IV) und relativ niedriger Kernzahl (vgl. Nr. 47, 49). Doch ist die allgemeine Korrelation zwischen Sicht und Kernzahl wie aus der folgenden kleinen Zusammenstellung hervorgeht, ganz unverkennbar.

Tabelle 5.

Sicht	Kernzahl	Zahl der Messungen
I	2600	(5)
II	4200	(6)
III	5700	(5)
IV	6400	(7)
V	7800	(1)

Im allgemeinen entspricht also wohl eine Verschlechterung der Sicht einer Vermehrung der Kernzahl.

§ 8. Zusammenhang der mittleren Lebensdauer der Ionen mit Bewölkung, Intensität der Sonnenstrahlung und relativer Feuchtigkeit.

A. Bewölkung.

Es wurden alle Mittelwerte $\frac{\vartheta_+ + \vartheta_-}{2}$ für Landwind (SW, S, SE, E, NE) und Seewind (W, NW, N) getrennt nach den beob-

¹ A. Wigand, Ann. d. Phys. (4) 59, 729, 1919.

² Ich danke Herrn Wigand für den brieflichen Hinweis auf seine Erfahrungen.

achteten Bewölkungsgraden geordnet. Die Mittelwertsbildung ergibt dann folgende Zahlen:

Tabelle 6.

a) Seewind		b) Landwind	
Bewölkung in Zehnteln	$\bar{\vartheta}$ sek.	Bewölkung in Zehnteln	$\bar{\vartheta}$ sek.
0 bis 2	98 (8)	0 bis 2	74 (10)
3 bis 6	175 (9)	3 bis 6	56 (6)
7 bis 10	157 (6)	7 bis 10	59 (11)

Ein einheitlicher Einfluß des Bewölkungsgrades ist also nicht festzustellen. Die höheren Werte von ϑ bei Bewölkung 3 bis 6 und 7 bis 10 bei Seewind sind darauf zurückzuführen, daß an den Tagen mit N- und NW-Winden, an denen die höchsten Werte von ϑ beobachtet wurden, der Himmel vorwiegend bedeckt war. Sonst wird wohl geringe Bewölkung auch mit klarerer Luft und größeren Werten von ϑ parallel gehen (siehe die Zahlen bei Landwind). Ein direkter Zusammenhang mit der Bewölkung besteht nicht.

B. Stärke des Sonnenscheins.

Die Intensität der Sonnenstrahlung wurde, wie üblich, nach folgenden Stufen geschätzt: \odot^2 = ungeschwächter Sonnenschein, \odot^1 = leichte Schwächung durch Dunst, \odot^0 = Sonne durch dünne Wolken stark geschwächt. Benützt man wieder die Mittelwerte $\frac{\vartheta_+ + \vartheta_-}{2}$ und ordnet zur Klasse \odot^0 auch Tage zu, an denen die Sonne überhaupt nicht sichtbar war, so erhält man folgende Tabelle:

Tabelle 7.

a) Seewind		b) Landwind	
Sonnenschein- intensität	$\bar{\vartheta}$ (sek.)	Sonnenschein- intensität	$\bar{\vartheta}$ (sek.)
\odot^2	141	\odot^2	78
\odot^1	161	\odot^1	72
\odot^0	141	\odot^0	55

Ein direkter Einfluß besteht, wie ersichtlich, nicht. Nur bei Tagen mit Landwind ist eine Erhöhung von ϑ bei ungeschwächter Sonnenstrahlung (klarerer Luft) erkennbar.

C. Einfluß der relativen Feuchtigkeit.

Die Ordnung der Doppelmittel $\frac{\vartheta_+ + \vartheta_-}{2}$ nach Stufen der relativen Feuchtigkeit, wieder für Tage mit Landwind und solche mit Seewind getrennt, ergibt folgendes Bild:

Tabelle 8.

a) Bei Seewind		b) Bei Landwind	
Relative Feuchtigkeit (Prozent)	$\bar{\vartheta}$ (sek.)	Relative Feuchtigkeit (Prozent)	$\bar{\vartheta}$ (sek.)
50 bis 60	260	50 bis 60	—
60 70	133	60 70	91
70 80	147	70 80	59
80 90	98	80 90	72
90 100	91	90 100	61

Bei Seewind besteht also ein Zusammenhang in dem Sinne, daß bei zunehmender relativer Feuchtigkeit die mittlere Lebensdauer der Kleinionen geringer wird. Dies ist auch zu erwarten. Es ist dies ein sekundärer Einfluß, der auf Erhöhung der Zahl der Großionen bei größerem Wasserdampfgehalt der Luft zurückgeht. Bei Landwind wird eine derartige Abhängigkeit fast ganz verwischt, da bei 70 bis 80% relativer Feuchtigkeit fast die Hälfte aller Werte bei Südwind beobachtet wurden, der immer die niedrigsten Werte von ϑ bringt. Dagegen waren von den beobachteten 13 Fällen bei 80 bis 90% Feuchtigkeit elf von SW-Winden begleitet. In § 5 wurde bereits festgestellt, daß die ϑ bei SW-Winden höher sind als bei S-Winden.

§ 9. Beziehungen der mittleren Lebensdauer der Ionen zur Temperatur der Luft, zum Luftdruck und zum Luftdruckgradienten.

Da es sich auch hier nur um sekundäre Einflüsse handelt, wurden die Doppelmittel $\frac{\vartheta_+ + \vartheta_-}{2}$ zur Einordnung in die einzelnen Gruppen verwendet.

A. Lufttemperatur.

Wie aus der folgenden Tab. 9 ersichtlich, läßt sich eine deutliche Abnahme der ϑ mit steigender Temperatur sowohl bei Seewind als auch bei Landwind erkennen. Um zu zeigen, daß es sich hier nur um eine sekundäre Beeinflussung handelt, wurden die gleichzeitig beobachteten Grade der Sicht (nach den Stufen I bis VI) einfach gemittelt und diese Mittel der Sicht in die Tabelle mitaufgenommen.

Tabelle 9.

a) Seewind			b) Landwind		
Lufttemperatur	ƒ (sek.)	Mittel der Sicht	Lufttemperatur	ƒ (sek.)	Mittel der Sicht
13° und 14°	187	1·3	14° und 15°	82	3·2
15°	183	1·8	16°	71	2·4
16°	86	2·5	17°	71	3·3
17°	70	3·3	18°	56	3·3
			19°	45	4·0

Man erkennt daraus, daß die mit steigender Temperatur einhergehende Lufttrübung primär die Verminderung der mittleren Lebensdauer der Ionen verursacht.

B. Luftdruck und Luftdruckgradient.

Die folgende Tab. 10 zeigt, daß kein Zusammenhang zwischen ƒ und dem Luftdruck besteht.

Tabelle 10.

a) Seewind		b) Landwind	
Luftdruck	ƒ (sek.)	Luftdruck	ƒ (sek.)
759 bis 764 mm	97 (8)	760 bis 763 mm	74 (12)
765 770	181 (8)	764 769	57 (9)
über 771	151 (5)	über 770	64 (8)

Um noch zu untersuchen, ob die Luftdruckänderungen irgendwelche Einflüsse zeigen, wurden alle Werte von ƒ bei fallendem Luftdruck und getrennt die bei steigendem oder stationärem Luftdruck geordnet und wieder die zugehörigen Mittel der Sicht hinzugesetzt.

Tabelle 11.

a) Seewind			b) Landwind		
Luftdruck	ƒ	Sichtmittel	Luftdruck	ƒ	Sichtmittel
Steigend und stationär	148	1·9	Steigend und stationär	76	2·9
Fallend	142	2·5	Fallend	60	3·3

Also auch hier sind die (übrigens sehr geringen) Unterschiede der Werte von $\bar{\vartheta}$ durch Änderungen der Transparenz der Luft bedingt.

§ 10. Beziehungen zum Seegang und zum Stande der Gezeiten.

Bei Besprechung des Einflusses der Windstärke (§ 5) wurde die beobachtete Herabsetzung der mittleren Lebensdauer der Kleinionen bei hohen Windstärken auf vermehrte Kernbildung in der Luft durch Zerstäubung der Wellenkämme zurückgeführt. Den Beweis für die Richtigkeit dieser Erklärung erbringt die folgende Tabelle, in der

wieder die Doppelmittel $\bar{\vartheta} = \frac{\vartheta_+ + \vartheta_-}{2}$ der Lebensdauer bei Seewind

und bei Landwind getrennt nach dem gleichzeitig beobachteten Seegang geordnet sind. Letzterer ist ein Maß der Wellenhöhe. Bildung von Wellenkämmen und starkes Zersprühen des Meerwassers tritt erst oberhalb des Grades 4 der Seegangskala auf.

Tabelle 12.

a) Seewind		b) Landwind	
Seegang Stärke	$\bar{\vartheta}$ (sek.)	Seegang Stärke	$\bar{\vartheta}$ (sek.)
0	131	0	80
1 und 2	191	1 und 2	69
3 und 4	165	3 und 4	67
5 bis 7	102	5 bis 7	49

Wie man sieht, tritt starke Verminderung der Werte von $\bar{\vartheta}$ erst bei Seegang 5 und darüber ein. Daß bei bewegter See in der Luft zahlreiche Salzteilchen als Kondensationskerne fungieren, hat ja auch G. Lüdeling bei seinen Kernzählungen auf Helgoland (1903), am Rothersandleuchtturm und in Misdroy nachgewiesen.¹

Bei den eben zitierten Untersuchungen auf Helgoland hat weiters Lüdeling manchmal abnorm hohe Kernzahlen bei Niedrigwasser und Sonnenschein gefunden. Es wird dies von ihm auf die Verdunstung über den bei Niedrigwasser zutage tretenden schlamm- und vegetationsbedeckten Flächen der seichten Uferschichten zurückgeführt, wobei er meint, daß dabei auch kleine Partikel z. B. von Salz mit in die Luft entweichen und sich dann bei der Kernzählung bemerkbar machen. Es sei auch erwähnt, daß bei Niedrigwasser in der Nähe der bloßgelegten Schlammبانke sich starker Schwefelwasserstoffgeruch bemerkt macht.

Um nun diese schon bei meinen ersten Messungen der Ver-
schwindungskonstante auf Helgoland (1927) andeutungsweise er-

¹ G. Lüdeling, Veröff. des Preuß. Meteor. Inst. Ergebnisse. Berlin (Asher & Co.), 1904, XXI u. XXXIII.

Veröff. des Preuß. Meteor. Inst. Nr. 192, Berlin 1908, p. 38.

kenntbaren Einfluß genauer zu studieren, wurden die Doppelmittel $\frac{\vartheta_+ + \vartheta_-}{2}$ der mittleren Lebensdauer bei Seewind und Landwind getrennt nach dem Stande der Gezeiten in drei Gruppen geordnet und die Mittelwerte gebildet. HW, MW und NW sind Abkürzungen für Hochwasser, Mittelwasser und Niedrigwasser.

Tabelle 13.

a) Seewind		b) Landwind	
Gezeitenstand	$\bar{\vartheta}$ (sek.)	Gezeitenstand	$\bar{\vartheta}$ (sek.)
HW	145	HW	78
MW	145	MW	71
NW	139	NW	56

Bei Seewind ist keine Veränderung von $\bar{\vartheta}$ mit dem Gezeitenstand zu erkennen. Bei den Werten mit Landwind dagegen ist eine Verringerung von ϑ bei Niedrigwasser vorhanden. Daß bei Seewind dieser Effekt nicht deutlich hervortritt, ist vielleicht darauf zurückzuführen, daß Seewinde im Mittel immer lebhafter sind und stärkere Luftdurchmischung der untersten Schichten erzeugen, wodurch die rein lokalen Einflüsse der Kernbildung am Ufer ganz verwischt werden.

§ 11. Kernzahl und Zahl der Großionen.

Wie schon erwähnt (vgl. § 1), haben J. J. Nolan, B. K. Boylan und G. P. de Sauty gefunden, daß von den Aitken'schen Kernen nur etwa 40% geladen sind; die Zahl N_0 der ungeladenen Kerne verhält sich zur mittleren Zahl der Großionen eines Vorzeichens (N) wie 1·28 zu 1.

Die auf Helgoland ausgeführten Parallelbestimmungen der Kernzahl Z und der Zahl der Großionen gestatten ebenfalls die Berechnung dieser wichtigen Verhältniszahl, und zwar ergibt sich, wenn man die Z - und N -Werte mittelt und aus diesen Mittelwerten ($Z = 6000$, $N = 1415$) N_0 rechnet, das Verhältnis

$$\frac{N_0}{N} = 2 \cdot 24.$$

Leider ist die Zahl der vorliegenden Bestimmungen von N so gering, daß dieses Resultat weitaus weniger zuverlässig sein wird als der erwähnte Nolan'sche Wert. Dennoch ist es durchaus möglich, ja wahrscheinlich, daß der Zahlenwert von N_0/N auf Helgoland tatsächlich wesentlich verschieden von dem in Dublin ist. Es wäre

wichtig, an Orten mit sehr verschiedener Art der Luftverunreinigung (Großstadt, Küstengegend, Waldgebiet usw.) den Wert N/N_0 nachzuprüfen.

§ 12. Die Wiedervereinigung zwischen Kleinionen und Großionen.

Der Wiedervereinigungskoeffizient zwischen Kleinionen und Großionen wurde mit η_2 , der zwischen Kleinionen und ungeladenen Kernen mit η_1 bezeichnet.

Zur Ermittlung von η_2 aus dem vorliegenden Beobachtungsmaterial bieten sich mehrere Wege.

Methode 1. Der direkte Weg wird durch die Gleichung (7) (vgl. § 1) geboten, aus welcher folgt

$$\eta_2 = \frac{\beta - \alpha \cdot n}{2 \cdot N} \quad (7a)$$

Sind β , n und N experimentell bestimmt und nimmt man für α den bekannten Mittelwert $1 \cdot 6 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sek.}$, so ist daraus η_2 in jedem Einzelfalle berechenbar. Von den vielen vorliegenden Versuchsreihen für β und n sind hierbei natürlich nur jene verwendbar, für welche die mittlere Zahl der Großionen $N = \frac{N_+ + N_-}{2}$ aus gleichzeitigen experimentellen Bestimmungen vorliegt. Es sind dies die Versuchsreihen Nr. 28, 35, 42, 44, 46, 48 und eventuell 20 (vgl. Haupttabelle im Anhang). Die daraus ermittelten Einzelwerte von η_2 variieren recht erheblich, was auch durchaus mit den neuen Ergebnissen von P. J. Nolan und C. O'Brolchain (l. c.) übereinstimmt. Der aus den erwähnten sieben Versuchsreihen berechnete Mittelwert von η_2 ist

$$\bar{\eta}_2 = 8 \cdot 5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sek.},$$

seine Übereinstimmung mit dem letzten Mittelwerte der genannten Forscher ($6 \cdot 4 \cdot 10^{-6}$) ist befriedigend, wenn man bedenkt, daß die Großionenzählungen auf Helgoland oft recht unsicher waren.

Methode 2. Die zweite Methode zur Berechnung von η_2 , ebenfalls aus direkt beobachteten Größen, gründet sich auf die Formel (5) des § 1, welche umgeformt lautet

$$\eta_2 = \frac{q - \alpha \cdot n^2}{2 \cdot n \cdot N} \quad (5a)$$

Hierin sollten für q , N und n die in Freiluft direkt gemessenen Werte dieser Größen eingesetzt werden. Nun kann aber die Ionisierungsstärke q nur in einem geschlossenen Gefäß gemessen werden und es wäre unrichtig, die im großen Ionisationsgefäß gemessenen Werte von q zu verwenden, wenn dieses z. B. eine beträchtliche Wandstrahlung aufweisen würde. Unsere Untersuchung

über die Ionisation am Beobachtungsorte, insbesondere aber der Vergleich der im großen Zylinder gemessenen Werte von q mit denen der beiden Kolhörster'schen Strahlungsapparate zeigt jedoch, daß die Wandstrahlung des 37 Liter-Gefäßes nur etwa 0.5 J ausmacht. Aus dem Vergleich der aus der Bilanzgleichung berechneten und der im großen Zylinder direkt gemessenen Ionisierungsstärken geht überdies hervor, daß im Mittel die Ionisation in der Freiluft an der Nordspitze fast genau gleich den im Gefäß beobachteten Werten q ist. Daher wird es zulässig sein, in Formel (5 a) die im Gefäß beobachteten Werte von q zu verwenden.

Die Berechnung wurde für dieselben Versuchsreihen wie bei Methode 1 durchgeführt. Die vereinfachte Formel

$$\eta_2 = q/2 \cdot n \cdot N,$$

deren Anwendung nur dann gerechtfertigt ist, wenn die Zahl der Kerne sehr groß ist, gibt natürlich immer etwas höhere Werte als die oben genannte strengere Formel. Für die Versuchsreihen auf Helgoland beträgt der Unterschied etwa 8⁰/₁₀.

Im folgenden sind nur die Resultate der Berechnung nach der strengeren Formel (5 a) angegeben. Die Versuche Nr. 20, 28, 35, 42, 44, 46 und 48 liefern die Einzelwerte (7.3, 5.3, 3.6, 3.5, 9.0, 9.0, 4.1) · 10⁻⁶ und den Mittelwert

$$\eta_2 = 6.0 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sek.},$$

in sehr guter Übereinstimmung mit dem erwähnten letzten Mittelwert von P. J. Nolan-O'Brolchain sowie dem aus W. Schlencks Resultaten berechneten Werte 5.6 · 10⁻⁶. Die oben erwähnten Messungen von J. J. Nolan, R. K. Boylan und G. P. de Sauty liefern (bei Benützung der vereinfachten Formel) 9.7 · 10⁻⁶.

Methode 3. Da die Großionenzählungen auf Helgoland nicht genügend zahlreich sind, kann man noch versuchen, unter Benützung des Nolan'schen Zahlenwertes des Verhältnisses

$$N_0/N = 1.28$$

aus der Gesamtzahl der Kerne

$$Z = N_0 + 2 N$$

etwas genauere Daten für die mittlere Zahl der Großionen zu erhalten und dann diese in (7 a) oder (5 a) einzusetzen. Wir wollen dies mit der erstgenannten Formel durchführen.

Ersetzen wir N_0 durch $1.28 \cdot N$, so folgt $Z = 3.28 \cdot N$

$$\eta_2 = \frac{\beta - \alpha n}{2 \cdot Z/3.28} = \frac{1.64}{Z} (\beta - \alpha n).$$

Berücksichtigen wir nur die nach der Reparatur des Kernzählers erhaltenen Werte von Z , so ergeben sich 13 brauchbare Versuche, die in der folgenden Tab. 14 zusammengestellt sind:

Tabelle 14.

Versuchsreihe Nr.	$\eta_2 - 10^6$	Kernzahl (Z)
28	5.3	7800
34	5.2	2600
35	6.0	3000
36	2.6	4300
38	5.5	950
39	8.1	1100
40	3.8	1025
42	1.1	9500
43	1.9	9000
44	11.6	6300
46	10.2	5900
48	9.5	3500
50	4.8	11100
	Mittelwert $5.8 \cdot 10^{-6}$	

Die Dispersion der Einzelwerte ist zwar sehr groß, doch ist keinerlei Abhängigkeit des Koeffizienten η_2 von der Kernzahl zu erkennen. P. J. Nolan¹ hat im Gegensatz hiezu bei seinen Versuchen Zunahme des η_2 bei Verringerung der Kernzahl gefunden und daraus, wie mir scheint, zu weitgehende Folgerungen gezogen. Er glaubt, daß das Massenwirkungsgesetz auf die Rekombination von Kleinionen mit Kernen nicht anwendbar sei, findet annähernde Konstanz des Produktes

$$\xi = 2 \cdot \eta_2 \cdot \sqrt{N}$$

und schreibt die Gleichung für das Ionengleichgewicht in der Form

$$q - \xi \cdot n \cdot \sqrt{N} = 0.$$

Meine Helgoländer Messungen bestätigen durchaus nicht diese Befunde P. J. Nolans und ich möchte die große Dispersion der Einzelwerte η_2 , wie schon erwähnt, eher auf wirkliche Unterschiede von η_2 je nach der Art der Kerne und eventuell auf das Vorkommen von doppelt und mehrfach geladenen Kernen zurückführen. Letzteres wird bei höheren Ionisierungsstärken, also auch bei den Dubliner Versuchsbedingungen eher eintreten. Vielleicht wird eine weitere Klärung der Frage erzielt werden können, wenn man die Dubliner Ergebnisse nach der Windrichtung ordnet und dann getrennt diskutiert. Bei Seewind werden ja Kerne anderer Art vorhanden sein als bei Landwind. Für die Verlässlichkeit der Helgoländer Resultate spricht jedenfalls der Umstand, daß der Mittelwert von η_2

¹ P. J. Nolan, Proc. Roy. Irish Acad., 38 (A.) 49, 1929.

nach Methode 3 ($5 \cdot 8 \cdot 10^{-6}$) mit den Mittelwerten nach Methode 1 und 2 gut übereinstimmt.

Wenn man den Zahlenwert des Verhältnisses N_0/N zu $2 \cdot 24$ annimmt, entsprechend den in § 11 besprochenen, wenig zahlreichen Parallelmessungen von N und Z auf Helgoland, so wäre η_2 nach der Formel

$$\eta_2 = \frac{2 \cdot 12}{Z} (\beta - \alpha \cdot n)$$

zu rechnen. Die so errechneten Werte würden $1 \cdot 29$ mal größer sein als die letzterwähnten und daher zum Mittelwerte $7 \cdot 5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sek}$. führen. Da indessen der Nolan'sche Wert $N_0/N = 1 \cdot 28$ aus viel größerem Beobachtungsmaterial gewonnen ist, so wollen wir diesen vorziehen.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die aus den Helgoländer Messungen nach drei verschiedenen Methoden gewonnenen Mittelwerte des Wiedervereinigungskoeffizienten η_2 mit den bisherigen Bestimmungen der oben genannten Autoren sehr gut übereinstimmen. Da kein Grund vorliegt, eine der drei geschilderten Methoden zu bevorzugen, so kann man das Gesamtmittel der erwähnten Bestimmungen ($8 \cdot 5$, $6 \cdot 0$ und $5 \cdot 8$)

$$\bar{\eta}_2 = 6 \cdot 8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sek}.$$

als Definitivwert für Helgoland annehmen. Entsprechend ergibt sich dann der Wiedervereinigungskoeffizient zwischen Kleinionen und ungeladenen Kernen — bei Zugrundelegung des Nolan'schen Wertes für N_0/N — im Mittel zu

$$\bar{\eta}_1 = 5 \cdot 3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sek}.$$

Endlich sei noch für den Fall reiner, d. h. sehr kernarmer Seeluft nach Methode 3 der Wert von η_2 aus typischen Mittelwertdaten von β , n und N berechnet. Hiezu eignen sich die typischen Versuchsreihen Nr. 37 bis 41 am besten. Diese dürften den Verhältnissen über den großen Meeren am besten entsprechen. Die mittlere Kernzahl ist für diese Reihen 1060, der Mittelwert der Verschwindungskonstante $\beta = 4 \cdot 94 \cdot 10^{-3}$, die mittlere Kleinionenzahl 888, der Großionenzahl (berechnet) 324 und es wird

$$\eta_2 = \frac{4 \cdot 94 - 1 \cdot 42}{646} = 5 \cdot 45 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sek}.$$

Dies ist ein mit den oben mitgeteilten Zahlen ebenfalls gut übereinstimmender Wert.

§ 13. Die Ionisation der Luft an der Nordspitze von Helgoland und über dem Meere.

Wie schon in § 3 b ausgeführt, kann man die Ionisierungsstärke am Beobachtungsorte auf zweierlei Art erhalten: 1. aus

Bestimmungen des Sättigungsstromes in dem großen Zylinder des Apparates zur Bestimmung der Verschwindungskonstante und 2. aus Parallelmessungen mit den zwei Kolhörster'schen Strahlungsapparaten. In beiden Fällen aber muß die Reststrahlung der Gefäßwände in Abzug gebracht werden, wenn man die Ionisation in Freiluft berechnen will.

Die Messungen mit den zwei Strahlungsapparaten wurden in der Beobachtungshütte auf der Nordspitze durch etwa zwei Wochen hindurch täglich durch 2 bis 4 Stunden ausgeführt und ergaben nach Abzug der durch Versuche in der Peggauer Kalksteingrotte ermittelten Reststrahlung folgende Mittelwerte:

Tabelle 15.

Beobachtungsort	Apparat I (Wandstärke 0·5 mm Messing)	Apparat II (Wandstärke 3 mm Zink)
In der Hütte, dicht unter dem großen Zylinder, auf Zementschicht stehend...	6·14 I	5·57 I
In der Hütte, auf Holzkonsole bei der Eingangstüre, 1 m über dem Boden..	4·84 I	4·39 I
Neben Eingangstüre, direkt auf dem Ziegelboden stehend	5·87 I	5·02 I

Man erkennt, daß unmittelbar über dem Boden die Strahlung merklich größer ist als auf der Holzkonsole in 1 m Höhe, ferner, daß in dem dünnwandigen Apparat der Effekt um etwa 0·5 I höher ist, was zeigt, daß weichere Strahlen im Betrage von mehr als 0·5 I anwesend sind. Diese gehen hauptsächlich vom Boden aus und werden schon in einem 2 cm dicken Holzbrett größtenteils absorbiert.

Die Bodenstrahlung zusammen mit der kosmischen Ultrastrahlung erzeugt somit am Beobachtungsort einen Effekt von etwa 5 bis 6 I. Hierbei ist die γ -Strahlung der in der Luft anwesenden kleinen Mengen von radioaktiven Zerfallsprodukten miteingerechnet.

Eine genauere Bestimmung des Betrages der Erdstrahlung ergab sich durch Versuche mit denselben Apparaten über Wasser. Es wurden an zwei Tagen die Apparate etwa je 10 Stunden lang in einem verankerten offenen Boot über 8 m tiefem Wasser im Außenhafen von Helgoland beobachtet; ferner wurde auch an Bord des Expeditionsschiffes »Augusta« der Staatlichen Biologischen Anstalt eine Nacht hindurch an einer Stelle zwischen Landungsbrücke und Düne über tiefem Wasser mit beiden Apparaten beobachtet. Die Bootversuche ergeben (nach Abzug der Reststrahlung)

für Apparat I $2 \cdot 02 I$, für Apparat II $1 \cdot 79 I$, die Schiffsversuche für I $2 \cdot 11 I$, für II $1 \cdot 88 I$. Daraus sieht man, daß der Schiffskörper selbst eine kleine Eigenstrahlung ($0 \cdot 1 I$) besitzt.

Die Bodenstrahlung auf der Nordspitze, über Zement, ist somit für Apparat I $6 \cdot 14 - 2 \cdot 02 = 4 \cdot 12 I$, für Apparat II $5 \cdot 57 - 1 \cdot 79 = 3 \cdot 78 I$, also rund $4 I$. Da Apparat I vielleicht nicht vollkommen luftdicht gewesen sein mag, so dürfen wir den Betrag der Ultrastrahlung nach Apparat II mit $1 \cdot 8 I$ ansetzen. In freier Luft wird wegen der Mitbeteiligung weicherer »degenerierter« Sekundärstrahlen aus der Umgebung der Betrag auf $2 I$ zu veranschlagen sein.

Die von einigen Autoren, wie J. Clay¹ sowie R. A. Millikan und G. H. Cameron,² für das Meeresniveau angesetzten kleineren Beträge ($1 \cdot 0$ bis $1 \cdot 4 I$) sind viel zu niedrig und dürften auf Unstimmigkeiten bei der Absolutbestimmung der sehr kleinen Kapazitäten der Strahlungsapparate beruhen.

Wir haben somit die Gesamtionisation an der Nordspitze (Erdstrahlung plus Ultrastrahlung) über Land mit rund $6 I$, über dem Meere (mit Ultrastrahlung allein) $2 I$ zu veranschlagen. Hiezu käme dann noch in der Freiluft die Wirkung der α -Strahlung der Emanationen, von denen auf einer Insel wie Helgoland nur die Radiumemanation mit ihren Zerfallsprodukten in Betracht kommen könnte: Wie schon in § 3 b erwähnt, läßt sich der Anteil der Radiumemanation an der Erhöhung der Ionisation des stets mit frischer Luft gefüllten großen Ionisationsgefäßes gegenüber den mit den oben erwähnten Strahlungsapparaten ermittelten Gesamtbeträgen unschwer erkennen. Tatsächlich kommen wie aus der Haupttabelle (Anhang) hervorgeht, solche Erhöhungen recht selten vor. Vereinzelt tiefere Werte (zweimal unter $5 I$) dürften in einer temporären Verminderung der Erdstrahlung, etwa infolge Durchnässung des Bodens ihre Ursache haben.

Um eine Übersicht über die Ionisationsmessungen mit dem großen Ionisationszylinder zu erhalten, wurden in der folgenden Tab. 16 die in diesem Gefäß erhaltenen Werte von q , ferner die

Tabelle 16.

Windrichtung	q	n_0	λ Elektrostat. Einh.	Zahl der Beobachtungen
N. NNW	$5 \cdot 93 I$	1155	$4 \cdot 75 \cdot 10^{-4}$	(5)
NW	$5 \cdot 93 I$	900	$3 \cdot 70 \cdot 10^{-4}$	(8)
W	$5 \cdot 89 I$	462	$1 \cdot 90 \cdot 10^{-4}$	(13)
SW	$5 \cdot 94 I$	396	$1 \cdot 63 \cdot 10^{-4}$	(15)
S, SE, E, NE	$6 \cdot 30 I$	398	$1 \cdot 64 \cdot 10^{-4}$	(9)

¹ J. Clay, Amsterdam Proc., 31, 1091, 1928, Nr. 10.

R. A. Millikan und H. G. Cameron, Phys. Rev., 28, 851, 1926 usw.

nach den Formeln (18) und (19) des § 1 berechneten Werte der mittleren spezifischen Leitfähigkeit λ_0 und der mittleren Ionenzahl n_0 innerhalb des Gefäßes nach den verschiedenen Windrichtungen zu Mittelwerten vereinigt.

Nachdem die Gesamtionisation im Gefäß bei den von der See her wehenden Winden nur $5.9 I$ beträgt, während in den Kolhörsterischen Strahlungsapparaten am gleichen Orte (je nach Wandstärke) zwischen 5.02 und $6.14 I$ gemessen wurden, so kann man mit Sicherheit schließen, daß die Wandstrahlung des großen Zylinders sehr gering ist und wahrscheinlich weniger als $0.5 I$ beträgt.

Bei Landwind ist die mittlere Gesamtionisation ($6.3 I$) merklich größer als bei Seewind ($5.9 I$), was auf den größeren Emanationsgehalt der Festlandluft zurückzuführen ist.

Da bei Seewind die im großen Zylinder gemessenen Werte von q ($5.9 I$) fast gleichgroß wie die in den luftdichten Strahlungsapparaten erhaltenen Werte sind, so folgt weiter, daß bei diesen Windrichtungen der Emanationsgehalt weniger als ein Zehntel des normalen Betrages über Land ausmachen muß; denn der normale mittlere Emanationsgehalt der Festlandluft ($1.3 \cdot 10^{-16}$ curie/cm³) würde allein schon etwa $3 I$ durch α -Strahlung erzeugen.¹

Sehr bemerkenswert ist auch die Veränderung der Leitfähigkeit λ_0 und der Ionenzahl n_0 im Gefäß: die höchsten Werte werden bei nördlichen Winden, die kleinsten bei südlichen und östlichen Winden gefunden. Rechnet man die entsprechenden mittleren Werte der Verschwindungskonstante β aus der Beziehung $\beta = q/n$, so folgt bei Nordwind $\beta = 5.1 \cdot 10^{-3}$, bei Süd- und Ostwind $\beta = 15.8 \cdot 10^{-3}$ sek.⁻¹, in vortrefflicher Übereinstimmung mit den aus direkten Messungen von β erhaltenen Zahlen der Tab. 1 (§ 5).

Man kann auch noch auf indirektem Wege eine Bestimmung der Ionisierungsstärke am Beobachtungsorte dadurch erhalten, daß man die Abhängigkeit der in Freiluft experimentell bestimmten Werte der Ionenzahl n von den gleichzeitig bestimmten Werten von β oder der mittleren Lebensdauer ϑ ermittelt. Dies wird im folgenden Abschnitt durchgeführt.

§ 14. Die Beziehung zwischen Ionenvernichtung und den beobachteten Zahlen der Kleinionen.

Um diese Zusammenhänge zu erhalten, wurde in allen Fällen, wo gleichzeitige Bestimmungen von β , ϑ und n vorlagen, die für positive und negative Ionen erhaltenen Werte gemittelt:

$$\frac{\beta_+ + \beta_-}{2}, \quad \frac{\vartheta_+ + \vartheta_-}{2}, \quad \frac{n_+ + n_-}{2}.$$

¹ Vgl. V. F. Hess, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre, Braunschweig. (Vieweg & Sohn), 1926, § 27.

Dabei sind unter n wieder die mit dem Ebert-Aspirator erhaltenen Zahlen der Kleinionen pro 1 cm^3 verstanden. Die so erhaltenen Zahlen (\bar{n}) wurden in sechs Gruppen (200 bis 300, 300 bis 400, 400 bis 500, 500 bis 600, 600 bis 800 und über 800) geordnet und die zu je einer dieser Gruppen gehörigen Werte von n , β und ϑ , zu Mittelwerten vereinigt. So ergibt sich die folgende Tab. 17:

Tabelle 17.

Ionenzahl n	$\bar{\vartheta}$ (sek.)	$\bar{\beta}$ (sek. ⁻¹)	Zahl der Beobachtungen
255	41	$31 \cdot 4 \cdot 10^{-3}$	(5)
326	62	$20 \cdot 0 \cdot 10^{-3}$	(6)
455	75	$17 \cdot 4 \cdot 10^{-3}$	(8)
578	107	$10 \cdot 0 \cdot 10^{-3}$	(2)
677	128	$9 \cdot 4 \cdot 10^{-3}$	(5)
910	172	$5 \cdot 9 \cdot 10^{-3}$	(6)

Fig. 7 gibt entsprechend den Zusammenhang zwischen \bar{n} und $\bar{\vartheta}$ wieder. Darin fällt sofort die Linearität des Anstieges von n mit $\bar{\vartheta}$ auf; da nun $n/\vartheta = q$, so bedeutet dies Konstanz der Ionisierungsstärke für den Bereich $\vartheta = 40$ bis 180 sek. Fig. 7 zeigt ferner deutlich, daß die Rückwärtsverlängerung der Geraden nicht den

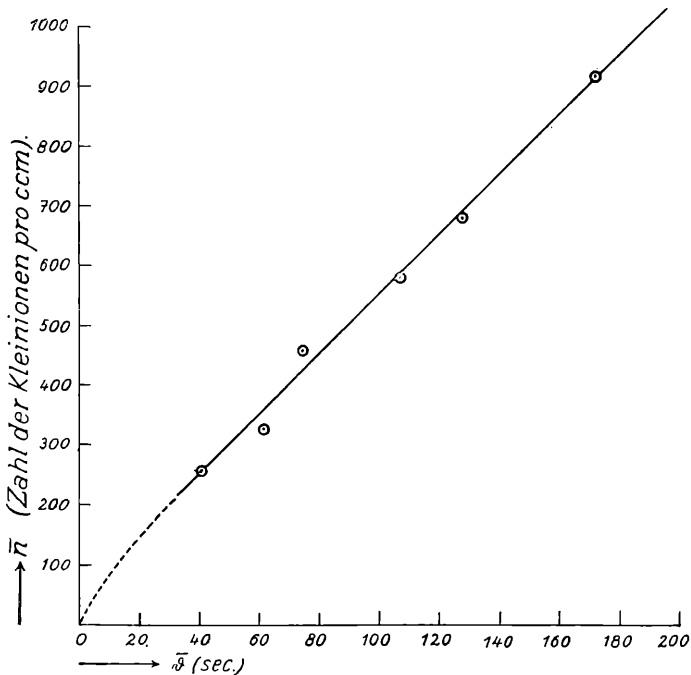


Fig. 7.

Koordinatensprung trifft. Da nun für $\vartheta = 0$ auch $n = 0$ sein muß, so heißt dies, daß für kleinere Werte von ϑ eine Zunahme der Neigung, d. h. eine Zunahme von q eintritt. Analog ergibt sich dies auch, wenn man die Kurve zeichnet, welche den Zusammenhang von n und β wiedergibt. Bei dieser ist das Produkt $n \cdot \beta$ nicht konstant, sondern es tritt, besonders bei den größeren Werten von β (kernreiche Luft) ein Anwachsen des Produktes ein, welches einem Anwachsen von q entsprechen würde. Im Anfangsteil dieser Kurve (für kleine Werte von β) ergibt sich wieder der Wert $q = 5$ bis $6 I$, in Übereinstimmung mit den direkten Bestimmungen der Ionisierungsstärke (vgl. § 13). Die Erklärung der Zunahme von q mit zunehmendem β (abnehmendem ϑ) ergibt sich aus folgender Überlegung: Tab. 16 (§ 13) zeigt, daß im Gefäß bei Landwind (also bei großen Werten von β und kleinen Werten von ϑ) keine sehr erhebliche Zunahme von q eintritt, jedenfalls keine Zunahme von mehr als $0.4 I$. Diese Zunahme ist natürlich reell und wird durch den größeren mittleren Emanationsgehalt der Luft bei Landwinden verursacht. Aus der Tab. 17 sieht man jedoch, daß für große Werte von β das Produkt $n \cdot \beta$ schon den Wert $7 I$ übersteigt. Es ist aus dem Vorstehenden klar, daß dies keine reelle Zunahme der Ionisierungsstärke sein kann. Die Zunahme wird offenbar dadurch vorgetäuscht, daß die gemessenen Ionenzahlen n bei kernreicher Luft, d. h. bei großen Werten der Verschwindungskonstante zu groß sind. Dies ist wiederum erklärlich, wenn man bedenkt, daß auch bei den von mir gewählten verbesserten Versuchsbedingungen im Ebert'schen Ionenzähler immer noch ein Bruchteil von Großionen mitgefangen und fälschlich zu den Kleinionen mitgezählt wird. Dieser Effekt tritt natürlich nur an Tagen mit kernreicher Luft zutage.

Diese Erklärung findet eine weitere Stütze in den Ergebnissen des folgenden Abschnittes.

§ 15. Die Ionisierungsbilanz an der Nordspitze.

Wenn man die Ionisierungsbilanz in einzelnen Fällen untersuchen will, darf man natürlich bei der Gegenüberstellung der aus der Bilanzgleichung $n \cdot \beta = q$ berechneten und der direkt beobachteten Ionisierungsstärken nicht sehr gute Übereinstimmung erwarten. Denn die möglichen Fehler bei den Einzelbestimmungen von β sind erheblich und außerdem kann zufällig vorhandener oder während der Messungen sich ändernder Emanationsgehalt der Luft in Einzelfällen stets Abweichungen hervorrufen. Man darf ja nicht vergessen, daß die im Gefäß untersuchte Luft mit der durch den Ebert'schen Aspirator hindurchgesaugten Luft nicht gleichartig ist, sondern ihr nur sehr ähnlich sein kann.

Daher sollen in der folgenden Tabelle 18 für den wichtigen Fall reiner Seeluft die Einzelbilanzen wiedergegeben werden, während in den übrigen Fällen nur Gruppenmittel aus möglichst gleichartigen Versuchen angegeben werden.

Tabelle 18.

Versuch Nr.	Beobachtete Werte		Aus $q = \bar{\beta} \cdot \bar{n}$ berechnete Ionisation	Im Gefäß beobachtet		
	$\bar{\beta} = \frac{\beta_+ + \beta_-}{2}$	$\bar{n} = \frac{n_+ + n_-}{2}$		q	n_0	
A. Bei N- und NW-Wind Sicht I	2	$10 \cdot 0 \cdot 10^{-3} \text{ sek.}^{-1}$	1184	11·8 I	4·5 I	651
	22	6·1	681	4·2	5·4	1136
	23	9·0	681	6·1	8·3	945
	24	5·5	809	4·5	5·6	1060
	25	4·4	813	3·6	5·1	1354
	38	4·5	826	3·7	5·3	1254
	39	6·8	843	5·7	7·1	1139
		Mittelwerte $\bar{\beta} = 6 \cdot 6 \cdot 10^{-3} \text{ sek.}^{-1}$	$\bar{n} = 834$	$q = 5 \cdot 5 \text{ I}$ ber.	$q = 5 \cdot 9 \text{ I}$ beob.	$n_0 = 1077$
B. Bei WSW- und SW-Wind Sicht I	13	$17 \cdot 1 \cdot 10^{-3} \text{ sek.}^{-1}$	416	7·1 I	4·7 I	274
	18	16·7	629	10·5	5·5	338
	34	9·1	487	4·4	7·2	866
	35	11·5	380	4·4	5·5	493
	42	7·5	657	4·9	5·2	692
	43	11·1	444	4·9	5·5	500
		Mittelwerte $\bar{\beta} = 12 \cdot 2 \cdot 10^{-3} \text{ sek.}^{-1}$	$n = 502$	$q = 5 \cdot 5 \text{ I}$ ber.	$q = 6 \cdot 1 \text{ I}$ beob.	$n_0 = 527$

Wollte man annehmen, daß in landfernen Gebieten der Ozeane die Kernzahl verschwindend klein ist, so dürfte man gar nicht mit dem Schweidler'schen linearen Wiedervereinigungsgesetze rechnen und müßte das alte quadratische Gesetz an dessen Stelle setzen.

Daß dies jedoch nicht den wahren Verhältnissen entsprechen würde, zeigt am besten die Einzelbilanz nach Gleichung (7) des § 1, bei Einsetzung der für reine Polarluft auf Helgoland ermittelten verlässlichen Mittelwerte $Z = 1060$, $N_{\pm} = 324$, $\eta_2 = 6 \cdot 8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sek}$. Den Mittelwert $n = 550$ der Carnegie-Fahrten wollen wir unter schätzungsweise Berücksichtigung der Mitabfangung von Großionen auf $n_{\pm} = 500$ abrunden.

Es ergibt sich so über dem Meere die Ionisierungsstärke

$$q = \alpha \cdot n^2 + 2 \cdot \eta_2 \cdot N \cdot n = 1 \cdot 6 \cdot 10^{-6} \cdot 500^2 + 2 \cdot 6,8 \cdot 10^{-6} \cdot 324 \cdot 500 = 2 \cdot 2 I.$$

Dieser Wert stimmt recht gut mit dem zu erwartenden Werte $2 \cdot 0 I$ (Wirkung der Ultrastrahlung); daß er etwas höher ist, kann daran liegen, daß die angenommene mittlere Großionenzahl (324) oder der Wert von η_2 noch etwas zu hoch gegriffen ist. $N = 230$ würde vollkommene Übereinstimmung ergeben. Wir haben demnach allen Grund anzunehmen, daß über den Ozeanen die mittlere Kernzahl keineswegs praktisch auf Null sinkt, sondern immerhin gegen $800 \text{ pro } 1 \text{ cm}^3$ beträgt.¹

Für die Nordspitze von Helgoland (über Land) liefert eine analoge Bilanz bei Einsetzung der für reine Polarluft gefundenen Werte $n_{\pm} = 900$, $N_{\pm} = 324$, $\eta_2 = 6 \cdot 8 \cdot 10^{-6}$ den Wert $q = 5 \cdot 3 I$, der mit den Beobachtungen ebenfalls sehr gut übereinstimmt.

Die Ionenbilanz über See ist damit im wesentlichen geklärt: man darf annehmen, daß in den landfernen Gebieten der Ozeane die kosmische Ultrastrahlung der einzig wirksame Ionisator der Atmosphäre ist. Je mehr man sich dem Festlande nähert, desto mehr treten die vom Lande herübergewehten Mengen von Radiumemanation mit ihren Zerfallsprodukten als Ionisatoren hervor. Daß trotzdem die beobachteten Ionenzahlen gegen die Küste zu nicht merklich anwachsen, beruht darauf, daß die wachsende Zahl der Aitken'schen Kondensationskerne vom Lande her die mittlere Lebensdauer der Kleinionen immer mehr herabsetzt und so die Zunahme der Ionisation völlig maskiert.

Zum Schlusse noch eine wichtige Bemerkung über den Geltungsbereich des Schweidler'schen, linearen Wiedervereinigungsgesetzes: Die zahlreichen Versuche auf Helgoland im Sommer 1928 zeigten deutlich, daß bei Kernzahlen von über 3000 das lineare Gesetz $q = \beta \cdot n$ sehr gut erfüllt ist. Bei Kernzahlen von etwa 1000 (reine Polarluft) sind dagegen die Abweichungen vom Schweidler'schen Gesetz — wie man ja auch voraussehen kann — ganz deutlich: die Kurve, welche die Abhängigkeit des Quotienten J/E

¹ Vgl. auch Fußnote 3 auf p. 215.

von der Stromstärke J darstellt, krümmt sich merklich und verläuft konkav zur J -Achse. In solcher Luft gilt also das lineare Wiedervereinigungsgesetz nur mehr sehr näherungsweise und das quadratische Gesetz $q = \alpha \cdot n^2$ noch nicht genügend genau. Man muß sich als begnügen, für dieses Gebiet graphisch aus der Neigung der Tangente der J/E : J -Kurve zur Abszissenachse die Halbwertspannung und damit β und ϑ zu ermitteln.

Zusammenfassung.

Messungen der dem Schweidler'schen linearen Wiedervereinigungsgesetz $q = \beta \cdot n$ ($n = \text{Zahl der leichten Ionen}$, $\beta = \text{Verschwindungskonstante}$, $q = \text{Ionisierungsstärke}$) oder $q \cdot \vartheta = n$ ($\vartheta = \text{mittlere Lebensdauer der leichtbeweglichen Ionen oder Kleinionen}$) entsprechenden Größen β und ϑ auf Helgoland im Juni 1927 hatten Unstimmigkeiten in der Ionisierungsbilanz der Atmosphäre angedeutet.

Da nun die damals auf Helgoland verfügbaren Aufstellungs-orte der Apparate nicht genügend sicher vor Störungen durch Rauchgase von dem bewohnten Teile der Insel waren, wurden die Messungen im Sommer 1928 auf einem von Luftverunreinigungen sicheren Orte, nämlich auf der Nordspitze der Insel wiederholt und durch gleichzeitige Messungen aller übrigen, für die Ionenbilanz wichtigen Größen (Ionisierungsstärke, Zahl der großen und kleinen Ionen, Zahl der Aitken'schen Kondensationskerne) ergänzt. Die Beobachtungen wurden in einer, auf der weit ins Meer hinausragenden Nordspitze Helgolands eigens errichteten Blockhütte, 50 m über dem Meere ausgeführt. Die Versuchsanordnung zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer der Ionen war gegen die im Vorjahr gebrauchte Anordnung dreimal so empfindlich gemacht.

Es wurden 95 Einzelmessungen von β und ϑ im August und September ausgeführt. Der Mittelwert von ϑ beträgt 100 sek., die Extremwerte sind $\vartheta = 453$ sek. ($\beta = 2 \cdot 2 \cdot 10^{-3}$ sek.⁻¹) und 21 sek. ($\beta = 49 \cdot 10^{-3}$). Die mittlere Lebensdauer der positiven Ionen ist etwas kleiner als die der negativen. Bei längerem Bestehen eines elektrischen Feldes im Ionisationsraum tritt eine teilweise Ausfällung der geladenen Kerne (Großionen) ein.

Die Werte von ϑ hängen sehr stark von der Windrichtung ab. Die größten Werte (im Mittel 234 sek.) wurden bei rein nördlichen Winden, die kleinsten bei südlichen, vom Festland herüberwehenden Winden gefunden.

Ebenso stark ist der Einfluß der Kernzahl. Den niedrigsten beobachteten Kernzahlen (etwa 1000 pro 1 cm^3) entsprechen die erwähnten Höchstwerte von ϑ . Zwischen der Verschwindungskonstante β und der Kernzahl besteht Proportionalität in einem beschränkten Bereich der Kernzahlen.

Die Zusammenhänge zwischen ϑ und den meteorologischen Elementen wurden — stets für Tage mit Seewind und Landwind getrennt — eingehend untersucht. Besonders ausgeprägt ist der

Zusammenhang zwischen ϑ und der Sichtweite. An Tagen mit größter Sichtweite beträgt die mittlere Lebensdauer der Ionen mehr als 200 sek. Die übrigen Beziehungen sind sekundärer Art. Nur bei hohem Seegang ist eine Verminderung von ϑ infolge vermehrter Kernbildung durch Zerspritzen des Meerwassers primär verursacht.

Der Koeffizient der Wiedervereinigung zwischen Kleinionen und Großionen wurde nach drei Methoden unabhängig aus den beobachteten Daten berechnet und ergab sich zu $\eta_2 = 6 \cdot 8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sek}$. Er ist nicht konstant, doch konnte eine von P. J. Nolan in jüngster Zeit gefundene Abhängigkeit von der Kernzahl nicht bestätigt werden.

Weiters ergab sich ein deutliches Anwachsen der beobachteten Zahlen der Kleinionen mit der mittleren Lebensdauer; die daraus berechnete, am Beobachtungsorte nur wenig veränderliche Ionisierungsstärke stimmt mit den direkt gemessenen Werten derselben gut überein.

Aus den beobachteten Werten von n , β und q ergibt sich eine sehr befriedigende Ionisierungsbilanz in der Luft an der Nordspitze, sowohl in Einzelfällen als auch für typische Mittelwerte bei verschiedenen Windrichtungen und verschiedenen Graden der Luftreinheit.

Für die Luft über den Ozeanen resultiert bei Einsetzung der für kernarme Polarluft gemessenen Mittelwerte von ϑ (230 sek.) und der durch die kosmische Ultragammapstrahlung (Höhenstrahlung) erzeugten Ionisierungsstärke von $2 I$ die Ionenzahl 460 in sehr guter Übereinstimmung mit den auf den Carnegie-Expeditionen direkt beobachteten Ionenzahlen. Die Ionisierungsbilanz über dem Meere ist dadurch völlig befriedigend geklärt.

An Stelle des vielsilbigen Wortes »Ultragammapstrahlung« und des nicht gut in fremde Sprachen übersetzbaren Wortes »Höhenstrahlung« wird nunmehr die Bezeichnung »Ultrastrahlung« in Vorschlag gebracht, welche noch den weiteren Vorteil hat, daß sie auch dann noch anwendbar bleibt, falls sich herausstellen sollte, daß ein Teil dieser Strahlung den Charakter einer Korpuskularstrahlung hat.

Auch die zweite Expedition nach Helgoland wurde ausschließlich durch die Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft in Berlin ermöglicht. Es ist mir eine angenehme Pflicht für die weitere Förderung meiner Forschungen auch an dieser Stelle bestens zu danken.

Ferner danke ich dem Bundesministerium für Unterricht und der Akademie der Wissenschaften in Wien für die bereitwillige Beistellung weiterer Mittel zur Ergänzung des Instrumentariums.

Dem Reichsbauamt und der Landgemeinde Helgoland danke ich für die Erteilung der Bewilligung zur Errichtung der Blockhütte auf dem abgesperrten Terrain. Die Staatliche Biologische Anstalt Helgoland hat wiederum meine Arbeiten in jeder Weise gefördert, insbesondere durch die Besorgung der Vorbereitungen bei der Erbauung der Hütte und durch Ermöglichung der Bootsversuche und der Schiffsbeobachtungen. Ich möchte hiefür den Herren Direktor Prof. Dr. Mielck, Prof. Dr. Hagmeier, Dr. Hertling und Prof. Dr. Wulff herzlichst Dank sagen.

Anhang.

In der folgenden Haupttabelle sind alle Beobachtungen auf Helgoland (Nordspitze) vom 2. August bis 8. September enthalten. Die aufeinanderfolgenden Nummern der ersten Kolonne 1 bis 50 bedeuten zumeist Doppelmessungen, d. h. je eine Bestimmung der mittleren Lebensdauer ϑ (beziehungsweise der Verschwindungskonstante β) bei positiver und bei negativer Aufladung des Ionisationszylinders. Entsprechend sind in Kolonne 4, 5 und 7, 8 die Werte mit ϑ_+ , ϑ_- und β_+ , β_- bezeichnet. In Kolonne 6 ist der Mittelwert $\frac{\vartheta_+ + \vartheta_-}{2}$ der beiden Einzelbestimmungen eingesetzt. Die folgenden Kolonnen 9 bis 12 betreffen die Beobachtungen über die Zahl der Kleinionen pro 1 cm^3 (n_+ , n_- und das Mittel $\frac{n_+ + n_-}{2}$) sowie den Quotienten aus der Zahl der positiven und der negativen Kleinionen, sämtlich nach Messungen im Freien mittels Ebertzähler. N_+ und N_- bedeutet die Zahl der positiven und negativen Großionen pro 1 cm^3 , Z die Zahl der Aitken'schen Kerne. q bedeutet (in Kolonne 16) die im Ionisationsgefäß gemessene Ionisierungstärke, ausgedrückt in Ionenpaaren pro 1 cm^3 und sek. ($\approx I$). In den folgenden 2 Kolonnen bedeutet λ_0 die mittlere elektrische Leitfähigkeit (in elektrost. Einheiten), n die mittlere Ionenzahl innerhalb des Ionisationsgefäßes (bei der Stromstärke Null), beide gerechnet entsprechend den Formeln (17) und (18) des § 1. Die Temperaturangaben (in Graden Celsius) sind in Kolonne 19, die des Luftdruckes (b) in Kolonne 20 enthalten. Die nächste Kolonne $\approx db/dt$ gibt an, ob in den der Beobachtung vorangegangenen Stunden der Luftdruck fallend (f) oder stationär oder steigend gewesen ist (die beiden letztgenannten Fälle sind gemeinsam mit $\approx st$ bezeichnet). Die relative Feuchtigkeit f ist in Kolonne 22 (in Prozenten) angegeben, die Bewölkung in der folgenden Kolonne, nach der zehnteiligen Skala (0 = wolkenlos, 5 = halbbedeckt, 10 = ganz bedeckt). Die römischen Ziffern der sechsteiligen Sichtskala haben folgende Bedeutung: I = Luft vollkommen durchsichtig bis über 10 km, II = klar bis über 5 km, III = klar bis über 3 km, IV = Sicht klar bis über 1 km, V = klar nur bis über 0,5 km, VI auch unter 500 m keine klare Sicht. Die Winddaten in Kolonne 25 und 26 sind in der üblichen Weise nach Richtung und Stärke angegeben. Die letztere ist in der zwölfstufigen Beaufort'schen Skala gemessen. In Kolonne 28 ist die Stärke des Sonnenscheins angegeben: \odot^2 = Sonnenschein bei klarer Luft, \odot^1 = Sonne durch den Dunst geschwächt, \odot^0 = Sonne durch dünne Wolken stark geschwächt, — = keine Sonne. Kolonne 29 enthält den Stand der Gezeiten zur Zeit der Beobachtung: HW = Hochwasser, NW = Niedrigwasser, MW = Wasserstand zwischen Hoch- und Niedrigwasser. Der Seegang (Kolonne 27) ist in der üblichen neunstufigen Skala angegeben, er bildet ein Maß für die mittlere Höhe der Wellen.

Nr.	Datum (1928)	Stunde	ϕ_+ (sek.)	ϕ_- (sek.)	$\bar{\phi}$ (Mitte) (sek.)	10^3 β_+ sek. ⁻¹	10^3 β_- sek. ⁻¹	Kleinionen (Freiluft)				Großionen (Freiluft)		Kern- zahl Z pro 1 cm ³	
								n_+	n_-	$\frac{n_++n_-}{2}$	$\frac{n_+}{n_-}$	N_+	N_-		
1	2.VIII.	9h10	100	—	100	10·0	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2	3.	9 40	75*	153	114	13·5*	6·6	1495	873	1184	1·70	—	—	—	1880
3	4.	9 00	76*	112	94	13·1*	8·9	603	530	567	1·14	—	—	—	2700
4	5.	10 10	61*	59	60	16·3*	16·9	—	—	—	—	—	—	—	2400
5	6.	8 50	87*	153	120	11·4*	6·5	592	588	590	1·01	—	—	—	2050
6	6.	12 00	120	—	120	8·3	—	575	395	485	1·45	—	—	—	—
7	7.	8 55	94*	76	85	10·7*	13·2	—	—	—	—	—	—	—	2700
8	7.	11 40	—	53	53	—	19·1	—	—	—	—	—	—	—	—
9	8.	15 20	68	08*	68	14·5	14·5*	418	213	316	1·97	—	—	—	550
10	9.	8 55	46*	77	62	21·5*	13·0	325	280	302	1·16	—	—	—	1350
11	10.	9 00	120*	76	98	8·4*	13·3	—	—	—	—	—	—	—	1200
12	10.	12 45	90*	83	87	11·0*	12·1	291	354	322	0·82	—	—	—	975
13	11.	8 45	59	—	59	17·1	—	438	393	416	1·12	—	—	—	2025
14	11.	11 15	66*	64	65	15·1*	15·8	393	193	293	2·03	—	—	—	1900
15	12.	9 45	21*	29	25	49·0*	34·4	252	250	251	1·01	—	—	—	4100
16	13.	9 00	152*	126	139	6·6*	7·9	—	—	—	—	—	—	—	1800
17	14.	9 30	40*	45	43	24·8*	21·9	331	573	452	0·58	—	—	—	—
18	15.	9 15	51*	72	62	19·6	13·9*	727	532	629	1·37	—	—	—	—
19	15.	11 25	101*	70*	86	9·9	14·3*	—	—	—	—	—	—	—	—
20	16.	10 05	54	64*	59	18·7*	15·9	240	249	244	0·95	1.500	—	—	—
21	16.	11 45	71*	72	72	14·2	13·9	—	—	—	—	—	—	—	—
22	17.	10 15	144	273*	208	8·5	3·7*	726	636	681	1·14	—	—	—	—
23	17.	12 20	98*	130	114	10·3*	7·7	726	636	681	1·14	—	—	—	—
24	19.	8 55	240	144*	192	4·2	6·9	949	653	801	1·45	—	—	—	—
25	19.	11 45	170*	347	259	5·9*	2·9	966	659	813	1·47	—	—	—	—
26	20.	9 25	24	27*	25	40·9	37·9*	301	299	300	1·01	—	—	—	—
27	21.	9 00	60*	65	62	16·7*	15·5	—	—	—	—	—	—	—	12000
28	24.	10 06	40	38*	39	25·1	26·3*	345	324	335	1·06	1.640	1.820	—	7800
29	25.	10 10	54	54*	54	18·6	18·6*	—	—	—	—	—	—	—	5500
30	26.	9 15	67*	67	67	15·0*	14·9	—	—	—	—	—	—	—	4200
31	26.	11 10	—	88	88	—	11·3	—	—	—	—	—	—	—	5600
32	26.	18 10	103	156*	130	9·8	6·4*	—	—	—	—	—	—	—	4600
33	28.	8 40	75*	101	88	13·5*	9·8	463	(850)	463	(0·54)	—	—	—	4300
34	28.	12 05	155	86*	120	6·4	11·7*	562	411	487	1·37	—	—	—	2600
35	29.	10 45	76*	103	90	13·2*	9·8	426	334	380	1·27	1.600	2.240	—	3000
36	30.	9 10	138*	111	124	7·3*	8·9	883	591	737	1·49	<200	?325	—	4300
37	31.	8 35	453	268*	360	2·2	3·7*	—	—	—	—	—	—	—	1100
38	31.	11 20	181*	233	232	5·5*	3·5	883	770	820	1·15	—	—	—	950
39	31.	18 20	115	204*	160	8·7	4·9*	895	792	843	1·13	<200	<200	—	1100
40	1. IX.	11 05	218*	303	260	4·6*	3·3	1038	966	1002	1·08	—	—	—	1025
41	2.	9 10	167	143*	155	6·0	7·0*	—	—	—	—	—	—	—	1130
42	3.	9 00	142*	125	133	7·0*	8·0	756	558	657	1·35	415	1517	—	9500
43	3.	12 40	94	87*	91	10·6	11·6*	527	361	444	1·46	—	—	—	9000
44	4.	10 30	22*	22	22	45·6*	44·4	220	267	242	0·83	1480	1510	—	6300
45	6.	8 30	31	35*	33	32·7	28·2*	—	—	—	—	—	—	—	6600
46	6.	11 00	22*	34	28	44·8*	29·7	348	473	410	0·74	1260	770	—	5900
47	7.	9 15	39	31*	35	25·8	33·3*	—	—	—	—	—	—	—	4400
48	7.	11 20	46*	49	47	21·7*	20·2	513	455	484	1·13	1260	1450	—	3500
49	8.	8 40	38	45*	42	26·1	22·0*	—	—	—	—	—	—	—	4050
50	8.	10 40	26*	37	32	39·2*	26·1	275	211	243	1·30	—	—	—	11100

q	Im Gefäß, ohne Feld		t °C	Luftdruck		f %	Bewölkung	Sicht	Wind		Seegang	Sonnenschein	Gezeiten
	mittlere Leit- fähig- keit λ · 10 ⁴	mittlere Ionen- zahl n ₀		b mm	db /dl				Richtung ₆	Stärke			
7·11	2·94	714	13	763	—	64	4	II	NW	8	3	⊙ ¹	MW
4·49	2·68	651	14	771	st	65	10	I	NW	1	0		MW
5·61	2·17	527	15	768	f	75	6	III	E	1	0	⊙ ⁰	NW
9·70	4·90	1190	14	763	st	85	10	IV	NE	7	6		NW
5·89	2·80	680	15	771	f	90	2	III	NW	2	1	⊙ ²	NW
5·48	2·70	656	15	770	f	92	1	III	NW	3	1	⊙ ¹	MW
5·40	1·89	459	16	772	f	92	10	IV	SSW	1	0		NW
5·90	1·27	308	17	771	f	89	10	IV	S	3	2	⊙ ⁰	NW
5·83	1·67	406	16	764	f	75	1	III	W	7	6	⊙ ²	HW
5·78	1·46	355	16	764	st	68	2	III	WNW	8	7	⊙ ²	MW
5·27	2·07	503	16	767	st	82	1	III	W	5	3	⊙ ²	MW
5·43	1·95	474	17	767	st	80	2	III	W	5	4	⊙ ²	NW
4·67	1·13	274	16	768	f	76	1	II	SW	1	0	⊙ ²	MW
5·23	1·40	340	18	767	f	76	3	II	S	2	1	⊙ ²	MW
6·33	0·66	160	19	761	f	78	0	V	SSW	2	2	⊙ ¹	HW
4·82	2·76	671	17	761	st	96	0	III	SW	5	4	⊙ ¹	HW
5·84	1·03	250	17	763	st	90	9	IV	SW	3	3		HW
5·47	1·39	338	16	763	st	85	10	II	SW	2	3		MW
5·82	1·53	376	19	763	st	83	7	II	SW	3	2	⊙ ⁰	HW
5·43	1·31	318	16	763	st	85	3	III	WSW	4	3	⊙ ¹	MW
7·66	2·25	548	17	763	st	82	2	III	W	5	5	⊙ ²	HW
5·42	4·67	1136	15	764	st	71	3	I	NW	5	5	⊙ ²	MW
8·35	3·89	945	16	764	st	73	3	I	NW	5	6	⊙ ²	HW
5·62	4·36	1060	15	766	st	75	2	I	NW	3	2	⊙ ²	NW
5·11	5·57	1354	15	766	f	70	3	I	NW	3	2	⊙ ²	MW
6·36	0·68	165	19	761	f	72	7	V	ESE	4	5		NW
5·64	1·46	354	17	762	st	79	7	IV	SW	1	3	⊙ ⁰	NW
6·28	1·01	246	18	763	f	91	4	V	SW	1	1	⊙ ⁰	NW
6·14	1·34	326	17	759	st	96	9	IV	W	6	4		MW
6·32	1·75	425	17	764	st	97	3	III	W	5	3	⊙ ¹	MW
5·74	2·09	507	17	764	f	88	1	III	WSW	4	3	⊙ ²	MW
5·67	2·98	725	17	761	f	85	3	II	WSW	1	2	⊙ ²	MW
5·76	2·08	505	17	760	st	88	2	III	SW	6	6	⊙ ¹	HW
7·21	3·57	866	18	762	st	82	7	II	SW	5	4	⊙ ¹	MW
5·52	2·03	493	18	765	f	88	1	II	WSW	4	3	⊙ ²	HW
5·67	2·92	710	15	764	st	80	10	II	WNW	0—1	0		HW
6·62	—	—	14	768	st	54	4	I	NNW	5	4	⊙ ¹	MW
5·34	5·16	1254	14	768	st	61	8	I	N	5	4		HW
7·13	4·68	1139	13	771	st	58	4	I	NNW	5	3	⊙ ⁰	NW
5·51	5·91	1435	15	771	st	58	8	I	NNW	3	2	⊙ ²	HW
5·08	3·27	794	14	773	st	63	10	II	NNW	0—1	0		MW
5·18	2·85	692	15	773	st	76	0	II	SW	1	1	⊙ ¹	NW
5·53	2·06	500	16	774	f	69	0	I	SW	0—1	1		MW
6·63	0·61	148	18	768	f	80	9	IV	SW	5	5	⊙ ⁰	NW
6·78	0·93	226	18	764	f	83	3	IV	SW	3	3	⊙ ¹	MW
7·81	0·90	219	18	764	st	91	8	IV	SW	4	3	⊙ ⁰	NW
6·06	0·86	209	17	773	st	92	5	IV	WSW	3	3	⊙ ¹	MW
5·72	1·13	274	17	773	f	89	2	III	SW	3	3	⊙ ¹	NW
6·08	1·07	260	15	772	f	78	0	IV	SSE	3	1	⊙ ¹	MW
6·07	0·71	173	17	772	f	73	0	III	SSE	2	1	⊙ ²	NW

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: 1929

Band/Volume: [138_2a](#)

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

Artikel/Article: [Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität Nr. 71. Neue Untersuchungen über die Ionisierungsbilanz der Atmosphäre auf Helgoland. 169-221](#)