

**SAMMLUNG VIEWEG**  
**AGEN AUS DEN GEBIETEN**  
**NATURWISSENSCHAFTEN**  
**UND DER TECHNIK**

**Heft 84/85**  
**(Doppelheft)**

**Victor F. Heß**

**Die elektrische Leitfähigkeit**  
**der Atmosphäre und**  
**ihre Ursachen**



**SPRINGER FACHMEDIEN WIESBADEN GMBH**



Die „Sammlung Vieweg“ hat sich die Aufgabe gestellt, Wissens- und Forschungsgebiete, Theorien, chemisch-technische Verfahren usw., die im Stadium der Entwicklung stehen, durch zusammenfassende Behandlung unter Beifügung der wichtigsten Literaturangaben weiteren Kreisen bekanntzumachen und ihren **augenblicklichen Entwicklungsstand zu beleuchten**. Sie will dadurch die Orientierung erleichtern und die Richtung zu zeigen suchen, welche die weitere Forschung einzuschlagen hat.

Als Herausgeber der einzelnen Gebiete, auf welche sich die Sammlung Vieweg zunächst erstreckt, sind tätig, und zwar für:

**Physik** (theoretische und praktische, und mathematische Probleme):

Herr Geh. Reg.-Rat Professor Dr., Dr.-Ing. E. h. **Karl Scheel**, Physikal.-Techn. Reichsanstalt, Charlottenburg;

**Chemie** (Allgemeine, Organische und Anorganische Chemie, Physikal. Chemie, Elektrochemie, Technische Chemie, Chemie in ihrer Anwendung auf Künste und Gewerbe, Photochemie, Metallurgie, Bergbau):

Herr Professor Dr. **B. Neumann**, Techn. Hochschule, Breslau;

**Technik** (Wasser-, Straßen- und Brückenbau, Maschinen- und Elektrotechnik, Schiffsbau, mechanische, physikalische und wirtschaftliche Probleme der Technik):

Herr Professor Dr.-Ing. E. h. **Fritz Emde**, Techn. Hochschule, Stuttgart.

### *Neue und neueste Hefte der „Sammlung Vieweg“*

- Heft 18. Dr. Erich Hupka: *Die Interferenz der Röntgenstrahlen.*
- Heft 19. Prof. Dr. Robert Kremann: *Die elektrolytische Darstellung von Legierungen aus wässerigen Lösungen.* Mit 20 Abbildungen. M. 2,50.
- Heft 20. Dr. Erik Liebreich: *Rost und Rostschutz.* Mit 22 Abbild. M. 3,25.
- Heft 21. Prof. Dr. Bruno Glatzel: *Elektrische Methoden der Momentphotographie.* Mit dem Bild des Verfassers und 51 Abbildungen. M. 4,—.
- Heft 22. Prof. Dr. med. et phil. Carl Oppenheimer: *Stoffwechselermente.* M. 2,50.
- Heft 23. Dr. Alfred Wegener: *Die Entstehung der Kontinente und Ozeane.* 3. gänzlich umgearb. Auflage, erschien als Bd. 66 unserer Sammlung „Die Wissenschaft“.
- Heft 24. Dr. W. Fahrion: *Die Härtung der Fette.* 2. vollständig umgearbeitete Auflage. Mit 5. Abbildungen. M. 6,—.
- Heft 25. Prof. Dr. A. Wassmuth: *Grundlagen und Anwendungen der statistischen Mechanik* 2. Auflage. Mit 4 Abbildungen. M. 4,—.
- Heft 26. Dr. A. Lipsthütz: *Zur allgemeinen Physiologie des Hungers.* Mit 39 Abbildungen. M. 3,—.
- Heft 27. Prof. Dr. C. Doelter: *Die Farben der Mineralien, insbesondere der Edelsteine.* Mit 2 Abbildungen. M. 3,—.
- Heft 28. Dr. W. Fahrion *Neuere Gerbmethoden und Gerbethorien.* M. 4,50.
- Heft 29. Dr. Erik Hägglund: *Die Sulfitablauge und ihre Verarbeitung auf Alkohol.* 2. Auflage. Mit 6 Abbildungen und einer Tafel. M. 3,50.
- Heft 30. Dr. techn. M. Vidmar: *Moderne Transformatorenfragen.* Mit 10 Abbild.

# Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen

von

**Dr. Victor F. Hess**

o. Professor der Experimentalphysik an der Universität Graz



Mit 14 Abbildungen

---

Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH

---

---

Herausgeber dieses Heftes:  
Geh. Reg.-Rat Prof. Dr.-Ing. e. h. Karl Scheel, Berlin

---

---

ISBN 978-3-663-06082-6      ISBN 978-3-663-06995-9 (eBook)  
DOI 10.1007/978-3-663-06995-9

Alle Rechte vorbehalten

*Herrn Dr. Raoul Braun-Fernwald*  
*Ministerialrat d. R.*

*in aufrichtiger Freundschaft*

*gewidmet*

## Vorwort.

Seit dem letzten Erscheinen von größeren zusammenfassenden Darstellungen der atmosphärischen Elektrizität in deutscher Sprache, nämlich der Monographien von A. Gockel (1908) und von H. Mache und E. v. Schweidler (1909) sind fast zwei Jahrzehnte verflossen. Der Fortschritt, der in dieser Zeit erzielt worden ist, ist durchaus vergleichbar mit jenem in der Zeit von 1899 bis 1909, in der die Anwendung der Lehre von den Gasionen und der Nachweis der radioaktiven Substanzen im Erdboden, in den Gewässern und in der Atmosphäre der luftelektrischen Forschung neue Wege wies.

Unsere Kenntnisse von der Elektrizitätsleitung der Atmosphäre sind wesentlich erweitert und vertieft worden. Die luftelektrischen Verhältnisse über dem Ozean haben durch die ausgedehnten Forschungsfahrten der Carnegie-Institution von Washington in allen Meeren volle Klärung gefunden. Auf Ballonfahrten in Europa hat man eine neue Quelle der Ionisation gefunden, eine von oben her die Erdatmosphäre durchsetzende Strahlung hoher Penetrationskraft, die sogenannte Höhenstrahlung (Ultra-Gammastrahlung). Die Wirkung dieser und der übrigen ionenbildenden Faktoren an der Erdoberfläche und innerhalb der ersten zehn Höhenkilometer der Luft (Troposphäre) sind nun auch quantitativ ziemlich gut bekannt.

Über die höheren atmosphärischen Schichten (Stratosphäre), in denen sich die Nordlichterscheinungen abspielen, und deren außerordentlich hohe elektrische Leitfähigkeit für die Ausbreitung der Wellen der Radiotelegraphie und -telephonie von grundlegender Bedeutung ist, hat man von verschiedenen Seiten her neue Erkenntnisse gewonnen.

Andererseits hat auch die Erforschung der Wiedervereinigung von Ionen, also der „ionenvernichtenden Prozesse“ große Fortschritte erzielt. Es ist so möglich geworden, wenigstens für die Troposphäre ein in sich geschlossenes Bild von der mittleren Wirksamkeit der ionenerzeugenden und ionenvernichtenden Vorgänge in quantitativer Übereinstimmung mit der Erfahrung zu geben, wenn man auch noch weit davon entfernt ist, alle Einzelheiten in den regelmäßigen Schwankungen der Leitfähigkeit, der Ionisation usw. erklären zu können.

Gerade weil dieses Teilgebiet der atmosphärischen Elektrizität wenigstens in groben Zügen zu einem gewissen Abschluß gelangt ist, schien es mir wünschenswert, in der vorliegenden Schrift eine Darstellung des gegenwärtigen Standes unserer Kenntnisse über die Ionisation der Atmosphäre und ihre Ursachen zu geben.

Das vorliegende Werk wendet sich an einen weiteren Leserkreis: Freunde der Geophysik, der Meteorologie, speziell der Aerologie, dann der Radiotelegraphie und -telephonie, der Geologie und der Astronomie, ferner Elektrotechniker, Seeleute, Luftschiffer und auch allgemein gebildete Laien werden, wie ich hoffe, in dem Buche manches anregende finden. Für den weiteren Leserkreis sind die einführenden Abschnitte über die Lehre von den Gasionen, die Stromleitung in Gasen und über die Grundlehren der Radioaktivität an passender Stelle eingefügt. Soweit als möglich sind in den einzelnen Abschnitten die Methoden und die Beobachtungsergebnisse getrennt dargestellt.

Die Literaturangaben sind hinsichtlich der wichtigeren neuen und der grundlegenden älteren Arbeiten ziemlich vollständig, um dem Leser die Möglichkeit zu geben, sich in Spezialfragen zu vertiefen. Doch mußte natürlich davon abgesehen werden, minder wichtige Arbeiten und Beobachtungsergebnisse zu zitieren. Die Literatur ist bis gegen Ende 1925 berücksichtigt; in einzelnen Abschnitten, wo es die rasche Entwicklung nötig machte (§ 23, 28), wurden noch spätere Arbeiten bis März 1926 aufgenommen.

Eine ausführliche Bibliographie soll in einem breiter angelegten Werke über das Gesamtgebiet der atmosphärischen Elektrizität, das von Professor Dr. Hans Benndorf (Graz) und mir geplant ist, und das im gleichen Verlag erscheinen wird, geboten werden.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, den Fachkollegen, die mich durch Übersendung von Sonderabdrucken, briefliche Mitteilungen und Ratschläge gefördert haben, an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank abzustatten: so vor allem Dr. Louis A. Bauer, Direktor der Departments of Terrestrial Magnetism der Carnegie-Institution in Washington, D. C. (U. S. A.), Professor Dr. A. Gockel in Freiburg (Schweiz), Professor A. F. Kovarik (New Haven), Professor Dr. E. Schweidler (Innsbruck) und Professor Dr. A. Wiggand (Stuttgart-Hohenheim).

Graz (Steiermark), Physik. Inst. d. Universität, im Juni 1926.

**Victor F. Hess.**

# Inhaltsverzeichnis.

	Seite
I. Einleitung . . . . .	1
§ 1. Die Grundtatsachen über die Elektrizitätsleitung, das elektrische Feld und die elektrischen Ströme in der Atmosphäre . . . . .	1
II. Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre . . . . .	4
§ 2. Grundzüge der Lehre von den Gasionen . . . . .	4
§ 3. Ionenerzeugende und ionenvernichtende Vorgänge . . . . .	7
§ 4. Freier Strom und Sättigungsstrom . . . . .	10
§ 5. Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre . . . . .	12
§ 6. Die Messungen der Elektrizitätszerstreuung in Luft und ihre Verwertung zur Bestimmung der Leitfähigkeit . . . . .	15
§ 7. Die Grundlagen der Gerdieschen Methode zur Bestimmung der Leitfähigkeit und deren Verbesserung durch Swann . . . . .	21
§ 8. Resultate der Beobachtungen der Leitfähigkeit . . . . .	28
§ 9. Die Ionenzählung (Theoretische Grundlagen, Apparate und Fehlerquellen) . . . . .	34
§ 10. Resultate der Ionenzählungen . . . . .	38
§ 11. Die Bestimmungen der mittleren Ionenbeweglichkeit . . . . .	42
§ 12. Resultate der Bestimmungen der mittleren Ionenbeweglichkeit . . . . .	45
§ 13. Messungen der Beweglichkeit und der Zahl der großen Ionen (Langevin-Ionen) . . . . .	47
III. Die Ionisatoren der Atmosphäre . . . . .	52
§ 14. Übersicht über alle in Betracht kommenden Ionisierungsquellen; die Ionisatoren nicht radioaktiven Ursprungs . . . . .	52
§ 15. Die radioaktiven Substanzen und ihre Strahlung . . . . .	58
§ 16. Radioaktivität der Gesteine und Gewässer . . . . .	61
§ 17. Die Radioaktivität und Ionisation der Bodenluft . . . . .	68
§ 18. Die festen radioaktiven Zerfallsprodukte in der Atmosphäre . . . . .	75
A. Qualitative Methoden . . . . .	75
B. Quantitative Methoden . . . . .	79
§ 19. Resultate der Messungen des Radium-A-Gehaltes der Atmosphäre mittels der Gerdieschen Aspirationsmethode . . . . .	84
1. Mittelwerte in der Nähe des Bodens . . . . .	85
2. Umrechnung auf Emanationsmaß . . . . .	86
3. Beobachtungen über dem Meere . . . . .	87
§ 20. Direkte Methoden zur Bestimmung des Emanationsgehaltes und deren Ergebnisse . . . . .	89
1. Absorptionsmethode . . . . .	90
2. Adsorptionsmethode . . . . .	90
3. Kondensationsmethode . . . . .	91
4. Entemanierungsmethode . . . . .	93
5. Resultate . . . . .	93

	Seite
§ 21. Der Emanationshaushalt der Atmosphäre . . . . .	95
§ 22. Die Radioaktivität der Niederschläge . . . . .	99
§ 23. Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre . . . . .	101
1. Historische Einleitung und Übersicht . . . . .	101
2. Die Meßmethoden . . . . .	104
3. Die Gesamtstrahlung und ihre Komponenten . . . . .	108
4. Die Reststrahlung (Gefäßstrahlung) . . . . .	110
5. Die Erd- und Luftstrahlung . . . . .	112
6. Die Höhenstrahlung . . . . .	115
a) Beobachtungen auf Türmen, in Luftfahrzeugen und auf Bergen . . . . .	115
b) Die Beobachtungen am Erdboden . . . . .	118
c) Untersuchungen bei hohem Druck . . . . .	118
d) Der Absorptionskoeffizient der Höhenstrahlung . . . . .	119
e) Richtung und Schwankungen der Höhenstrahlung . . . . .	122
f) Hypothesen über den Ursprung der Höhenstrahlung . . . . .	123
g) Vergleich der Ionisation der Höhenstrahlung mit den übrigen Komponenten der Ionisation in geschlossenen Gefäßen . . . . .	128
§ 24. Die Bodenatmung . . . . .	128
IV. Die ionenvernichtenden Vorgänge . . . . .	132
§ 25. Adsorption und Diffusion der Ionen . . . . .	132
§ 26. Die Ionenvernichtung durch Wiedervereinigung; Schweidlers „Verschwindungskonstante“ der Ionen; Beobachtungsergebnisse . . . . .	134
V. Die Ionisierungsbilanz der Atmosphäre . . . . .	142
§ 27. Quantitative Betrachtungen über das Zusammenwirken von ionenerzeugenden und ionenvernichtenden Prozessen . . . . .	142
1. Ionisierungsbilanz über Festland . . . . .	143
2. Ionisierungsbilanz über dem Meere . . . . .	146
3. Die Ionisation der freien Atmosphäre bis zur Grenze der Troposphäre . . . . .	148
§ 28. Die Ionisation der höchsten Schichten der Atmosphäre . . . . .	149
1. Zusammensetzung und physikalische Eigenschaften der obersten Luftschichten . . . . .	149
2. Hypothesen über die Ionisation der höheren Luftschichten . . . . .	153
3. Die Ausbreitung der elektrischen Wellen von der Erdoberfläche und ihre Beeinflussung durch die Ionisation der höheren atmosphärischen Schichten . . . . .	157
4. Experimente zur Bestimmung der Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht . . . . .	165
5. Die atmosphärischen Störungen in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie und ihre Beziehungen zu luftelektrischen und meteorologischen Erscheinungen . . . . .	167
Literaturverzeichnis . . . . .	170
Namenverzeichnis . . . . .	171
Sachverzeichnis . . . . .	173

## I. Einleitung.

### § 1. Die Grundtatsachen über die Elektrizitätsleitung, das elektrische Feld und die elektrischen Ströme in der Atmosphäre.

Die ersten Ansätze einer Erforschung der Elektrizitätsleitung in der Atmosphäre reichen auf Coulomb (1785) zurück. Er zeigte, daß jeder in Luft aufgestellte metallische Leiter seine Ladung allmählich verliert und daß dieser Ladungsverlust („Elektrizitätszerstreuung“) durchaus nicht auf schlechte Isolation der den Leiter tragenden Stützen, sondern auf eine wenn auch geringe Fortführung oder Leitung der Elektrizität durch die Luft zurückzuführen sei.

Bis in die achtziger Jahre des 19. Jahrhunderts haben sich nur wenige Gelehrte mit der näheren Durchforschung dieser Elektrizitätszerstreuung beschäftigt. Die falsche Ansicht, daß feuchte Luft die Elektrizität besser leite als trockene, hat sich so durch ein Jahrhundert erhalten können; einige exakte Untersuchungen, die mit dieser Ansicht im Widerspruch standen, wurden nicht beachtet: von solchen seien insbesondere die Arbeiten von C. Matteucci<sup>1)</sup> und E. Warburg<sup>2)</sup> erwähnt.

Im Jahre 1887 zeigte F. Linss<sup>3)</sup>, daß die Elektrizitätszerstreuung bei heiterem Wetter, d. h. bei trockener Luft am größten ist. Er fand auch bereits regelmäßige Schwankungen der Zerstreuung, d. h. des Ladungsverlustes pro Zeiteinheit, die mit der Jahreszeit im Zusammenhang standen.

---

1) Ann. Chim. Phys. (3) **27**, 133, 1849; **28**, 385, 1850.

2) Pogg. Ann. **145**, 578, 1872.

3) Meteorol. ZS. **4**, 345, 1887; Elektrot. ZS. **11**, 506, 1890.

Bei dem damaligen Stande des Wissens über die Elektrizitätsleitung der Gase konnte eine befriedigende Deutung des Vorganges der Elektrizitätszerstreuung in Luft nicht gegeben werden.

Erst die Entdeckung und Erforschung der Röntgenstrahlen und der Becquerelstrahlen brachte einen gewaltigen Umschwung. Man erkannte, daß die Leitfähigkeit aller Gase durch diese Strahlungen künstlich enorm gesteigert werden kann und begründete die Theorie der Ionenleitung in Gasen: nach dieser Auffassung sind ähnlich wie bei den Elektrolyten auch in Gasen positiv und negativ geladene Teilchen (z. B. Atome, Moleküle oder Molekülgruppen) vorhanden, die je nach dem Vorzeichen ihrer Ladung im elektrischen Felde in der Richtung der Kraftlinien oder in entgegengesetzter Richtung sich bewegen: die Gasionen. Die Anwendung der Lehre von den Gasionen auf die Verhältnisse in der atmosphärischen Luft ist ein Verdienst der beiden deutschen Forscher J. Elster und H. Geitel: sie brachten endlich eine befriedigende Deutung des Vorganges der Elektrizitätszerstreuung.

Während Coulomb angenommen hatte, daß die Luftteilchen, Staub und Wasserdampf sich erst durch Berührung mit dem geladenen Körper aufladen und so dessen Ladung forttragen, war jetzt die Existenz von geladenen Teilchen im Gase, der Ionen, unabhängig vom Vorhandensein geladener Körper erwiesen. Die „Zerstreuung“ der Elektrizität besteht also nicht darin, daß die Ladung des Leiters in die Luft entweicht, sondern darin, daß sie von den durch die elektrostatische Anziehung gegen den Leiter hingezogenen und an seiner Oberfläche auftreffenden Ionen von entgegengesetzter Ladung neutralisiert wird.

Eine Darstellung der Erforschung der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre muß daher naturgemäß mit der Erörterung der Grundzüge der Lehre von den Gasionen beginnen.

Bevor wir in diese eingehen, möge noch einiges über das elektrische Feld in der Atmosphäre mitgeteilt werden:

Schon seit den Versuchen von Le Monnier (1752) war bekannt, daß zwischen der Erde und der Luft allerorts und stets, auch bei heiterem Himmel, eine elektrische Spannungsdifferenz besteht. Wenn man diesen Potentialunterschied etwa zwischen

einem Punkte, der 1 m über dem Erdboden liegt und der Erdoberfläche mittels eines Elektroskops bestimmt, erhält man je nach der Jahreszeit im Mittel etwa 100 bis 300 Volt. Höher gelegene Punkte, in 2, 3, 4 m über dem Boden, weisen ungefähr die 2-, 3-, 4fache Potentialdifferenz gegen Erde auf. Es besteht demnach in der Atmosphäre ein zeitlich und örtlich schwankendes Potentialgefälle, ein Gradient, der in der Vertikalen 100 bis 300 Volt pro Meter Höhendifferenz beträgt. Dieser Gradient zeigt, daß zwischen Erde und Atmosphäre ein elektrisches Feld besteht, das man kurz das Erdfeld nennt. Das Erdfeld ist natürlich nur im freien Gelände in voller Stärke nachweisbar. Unter Bäumen ist die Luft vor dem Einfluß des Erdfeldes geschützt. In größeren Höhen nimmt der Potentialgradient rasch ab.

Das gleichzeitige Bestehen dieses elektrischen Feldes und der elektrischen Leitfähigkeit in der Atmosphäre bewirkt, daß beständig elektrische Ströme in der Atmosphäre in vertikaler Richtung fließen. Da normal die Erde gegen die Atmosphäre negativ geladen erscheint, d. h. das Erdfeld nach unten gerichtet ist, so fließt gewöhnlich positive Elektrizität gegen die Erdoberfläche. Die mittlere Intensität dieses „vertikalen Leitungsstromes“ in der Atmosphäre beträgt  $2 \cdot 10^{-16}$  Amp. pro Quadratzentimeter Bodenfläche. Summiert über die ganze Erdoberfläche, würde dies einem ständigen Totalstrom von etwa 1000 Amp. entsprechen.

Die vertikalen Leitungsströme sind nicht die einzigen in der Erdatmosphäre vorkommenden Ströme. Außer ihnen haben auch noch die „Konvektionsströme“ große Bedeutung. Darunter versteht man die Elektrizitätsmengen, die, an Regentropfen, Schneeflocken u. dgl. haftend, zur Erde herabgebracht werden.

Alle diese Phänomene, ferner die Gewitterelektrizität, die Erdströme und andere bilden den Gegenstand der luftelektrischen Forschung. Das vorliegende Werk beschränkt sich auf die Behandlung eines Teilgebietes. Für Leser, welche sich über das Gesamtgebiet der Luftelektrizität informieren wollen, ist im Anhang ein Verzeichnis einschlägiger kürzerer und ausführlicherer Darstellungen eingefügt.

## II. Die Leitfähigkeit der Atmosphäre.

### § 2. Grundzüge der Lehre von den Gasionen.

Es ist eine experimentell erwiesene Tatsache, daß jedes Gas stets positiv und negativ geladene Elektrizitätsträger, auch kurz „Träger“ oder „Ionen“ genannt, enthält. Ihre Ladung ist gleich dem elektrischen Elementarquantum, also  $4,77 \cdot 10^{-10}$  elektrostatischen Ladungseinheiten. Ionen mit mehrfacher Elementarladung kommen relativ selten vor. Die Masse der in Gasen vorkommenden Ionen variiert innerhalb sehr weiter Grenzen.

Denken wir uns irgend ein Gas, z. B. Luft im Zwischenraum zwischen zwei Metallplatten, von denen die eine geerdet, die andere mit einer Spannungsquelle verbunden ist. Gewöhnliche Luft enthält stets und allerorts Ionen, die größtenteils von den Strahlen der radioaktiven Substanzen erzeugt werden, die in sehr geringen Mengen in der Atmosphäre, in den Gesteinen usw. verteilt vorkommen.

Legt man nun die Spannung an, so werden die positiven Ionen sich in der Richtung der elektrischen Kraftlinien, die negativen in der Gegenrichtung in Bewegung setzen und so lange beschleunigt werden, bis der Reibungswiderstand in der Luft gleich der beschleunigenden elektrischen Kraft wird. Dieser Zustand wird, wie eine einfache Rechnung zeigt, selbst von den trägsten aller vorkommenden Ionen in einer Zeit von weniger als  $10^{-5}$  sec erreicht. Von da an wandern beide Ionengattungen mit einer jeder von ihnen ganz charakteristischen, nur von ihrer Größe und der Feldstärke abhängigen Geschwindigkeit gegen die Elektroden, wo sie ihre Ladung abgeben.

Die Geschwindigkeit der Gasionen ist proportional der herrschenden elektrischen Feldstärke. Man nennt die Geschwindigkeit, die ein Ion bei der Feldstärke Eins (gewöhnlich ausgedrückt in Volt pro Zentimeter) annimmt, die Beweglichkeit des Ions. Sie sei im folgenden mit  $k_+$  bzw.  $k_-$  für die positiven bzw. negativen Ionen bezeichnet.

Man unterscheidet im allgemeinen zwei Hauptklassen von Ionen: die kleinen (leichtbeweglichen) und die großen (schwerbeweglichen) Träger, welche sich eben wegen ihrer Größen-

unterschiede im elektrischen Felde ganz verschieden verhalten. Außerdem gibt es noch eine dritte Klasse von Ionen, die aber nur negative Ladung tragen können, die Elektronen. Diese, im Zustand sehr rascher Bewegung, als Kathodenstrahlen und als Betastrahlen der radioaktiven Elemente wohlbekannt, sind in Gasen bei Atmosphärendruck nur in Einzelfällen nachweisbar: so bei reinstem Stickstoff, bei Helium, Argon und anderen Edelgasen. J. Franck konnte nämlich zeigen, daß die Beweglichkeit der negativen Ionen in diesen Gasen etwa hundertmal größer ist als die der positiven, während in Luft, in Sauerstoff, Kohlendioxyd usw. das negative Ion nur etwa  $1\frac{1}{2}$  mal rascher beweglich ist als das positive. Die abnorm hohe Beweglichkeit des negativen Ions in Stickstoff, die auf eine abnorm geringe Größe schließen läßt, wird durch die geringsten Beimengungen anderer Gase, z. B. Sauerstoff, sofort auf den normalen kleinen Wert herabgesetzt.

Freie Elektronen als Elektrizitätsträger scheinen daher in dichten Gasen nur in besonderen Fällen, z. B. in gereinigtem Stickstoff dauernd, d. h. ohne Anlagerung an Gasmoleküle existieren zu können. Zur Erklärung dieses Verhaltens nimmt Lenard an, daß jedes einzelne Elektron sich abwechselnd an Gasmoleküle anlagere bzw. wieder loslöse und daß dieser Vorgang in allen Gasen ziemlich gleichartig verlaufe. In Stickstoff und den Edelgasen seien die durch Anlagerung an ein Elektron gebildeten Ionen nicht so stabil, wie z. B. in Luft oder in Sauerstoff usw. Franck dagegen vertritt die Anschauung, daß die „elektronenbindende Kraft“ (Elektronenaffinität) der verschiedenen gasförmigen Elemente primär verschieden sei. E. M. Wellisch hat eine dritte Ansicht geäußert: er leugnet die Wechselwirkung bzw. abwechselnde Anlagerung und Loslösung von Elektronen im Sinne Lenards und glaubt, daß sich die Gase primär durch die Verschiedenheit des Prozentsatzes an freien Elektronen unterscheiden, wobei dieser selbst vom Gasdruck abhängt. Eine endgültige Entscheidung zugunsten einer der drei erwähnten Theorien konnte bis jetzt noch nicht erzwungen werden.

Nachdem in Luft keine abnormal große Beweglichkeit negativer Elektrizitätsträger festgestellt worden ist, können daher freie Elektronen bei Luft von Atmosphärendruck nicht in merklichem Prozentverhältnis vorkommen.

Wir wenden uns nun zur Besprechung der zwei Hauptklassen von Ionen, welche die Leitung der Elektrizität in der Atmosphäre vermitteln:

1. Die **leichten Ionen** (vielfach auch „Mol-Ionen“ genannt). Die Beweglichkeit der Mehrzahl der in staubfreier Luft vorkommenden normalen „leichten“ Ionen (1 bis 2 cm/sec bei einer Feldstärke von 1 Volt pro Zentimeter) beider Vorzeichen ist erheblich geringer, als man theoretisch errechnet, wenn man sie sich nicht größer denkt als ein Molekül oder ein Atom.

Man nimmt daher an — „Cluster“- oder Komplextheorie —, daß diese normalen oder „kleinen“ Ionen aus Gruppen von Molekülen (von der Größenordnung 10) bestehen, die sich um ein ladungstragendes Zentralmolekül herum angelagert haben und offenbar ziemlich stabile Anordnungen darstellen.

Ladungstragende Einzelatome oder Moleküle („Atom-Ionen“ oder „Molekül-Ionen“) sind, wie die Experimente zeigen, in dichten Gasen nicht beständig, d. h. sie gehen sehr rasch durch Anlagerung in die vorher erwähnten „leichten“ Komplex-Ionen über.

Diese leichten Ionen, deren Beweglichkeit in Gasen von Atmosphärendruck die Größenordnung 1 cm/sec: Volt/cm besitzt, vermitteln, wie weiter unten gezeigt werden wird, vorwiegend die Elektrizitätsleitung der freien Atmosphäre.

2. Die „**schweren**“ oder „**großen**“ Ionen (auch Langevin-Ionen genannt). Wenn sich in einem Gase positive oder negative kleine Ionen oder Elektronen an die sogenannten Kondensationskerne (Staubteilchen u. a.) oder an Nebeltröpfchen anlagern, so entstehen Ionen von außerordentlich viel größerer Masse, die man „Langevin-Ionen“ (nach ihrem Entdecker P. Langevin) oder auch schwere Ionen nennt. Wir wollen sie große Ionen nennen, da die Beweglichkeit solcher Teilchen in einem widerstehenden Medium (z. B. Luft) nur von ihrer Größe bzw. ihrem Querschnitt, nicht von ihrer Masse abhängt. Die großen Ionen bewegen sich im elektrischen Felde entsprechend ihrer Größe viel langsamer als die kleinen Ionen. Sie sind auch noch in reiner Landluft in großer Zahl vorhanden, viel mehr aber natürlich in der an Verbrennungsprodukten reichen Stadtluft. Ihre Beweglichkeit kann je nach der Teilchengröße in weiten Grenzen variieren: die

größten besitzen eine Beweglichkeit von 0,0005 cm/sec:Volt/cm, die kleinsten etwa 0,01. Zwischen den Ionen dieser Beweglichkeitsgruppe und der der kleinen Ionen (1 cm/sec:Volt/cm) sind die sogenannten intermediären Ionen einzureihen, die von Pollock in Sydney entdeckt wurden, deren Existenz aber nur bei bestimmten Feuchtigkeitsbedingungen feststellbar ist. Ihre Beweglichkeit ist mindestens 10 mal kleiner als die der kleinen Ionen. Ihrer Natur nach müssen sie jedenfalls mit den schweren Ionen verwandt sein.

Die Unterschiede der Beweglichkeit der kleinen und der großen Ionen werden am anschaulichsten, wenn man die Zeit berechnet, die die Ionen zum Durchlaufen der Distanz zwischen zwei Platten eines Luftkondensators unter bestimmten Versuchsbedingungen brauchen:

Sind die beiden Platten 10 cm entfernt und beträgt die angelegte Spannungsdifferenz z. B. 200 Volt, so würde ein kleines Ion die Geschwindigkeit von etwa 30 cm/sec annehmen und die ganze Distanz zwischen den beiden Platten in  $\frac{1}{3}$  sec durchlaufen, während ein großes Ion hierzu 500 bis 1000 sec benötigen würde.

### § 3. Ionenerzeugende und ionenentfernende Vorgänge.

Wie erwähnt, spielen sich in der Luft allerorts ohne Unterbrechung Vorgänge ab, durch welche Ionen erzeugt werden. Die ionenerzeugenden Agenzien nennt man Ionisatoren. Die Stärke eines Ionisators wird durch die Zahl der Ionenpaare ( $q$ ) bestimmt, welche er pro Kubikzentimeter und Sekunde zu erzeugen vermag (Ionisierungsstärke). In der Atmosphäre ist der vorhandene Ionisationszustand durch das Zusammenwirken vieler Ionisatoren bedingt, daher auch zeitlich und örtlich starken Schwankungen unterworfen.

Infolge der unaufhörlichen Einwirkung dieser Ionisatoren würde die Zahl der in der Volumeneinheit befindlichen Ionen unaufhörlich anwachsen, wenn nicht auch Prozesse wirksam wären, welche die Ionen entfernten.

Diese Vorgänge lassen sich in zwei Gruppen einteilen, deren eine die Prozesse umfaßt, die Ionen vernichten und deren andere die Verteilung der Ionen im Gase beeinflußt:

## 1. Ionenvernichtende Prozesse:

- a) Wiedervereinigung mit Ionen entgegengesetzten Vorzeichens,
- b) Anlagerung<sup>1)</sup> an größere ungeladene Teilchen („Unbeweglichwerden“), z. B. an Staub-, Nebelteilchen u. dgl.

## 2. Ionenentführung

- a) durch Diffusion und Adsorption,
- b) durch vorhandene elektrische Kräfte (elektrische Konvektion).

Der wichtigste ionenentfernende Vorgang ist die Wiedervereinigung oder Rekombination (auch Molisierung genannt): sobald positive und negative Ionen in einem Gasvolumen nebeneinander vorhanden sind, muß wegen der elektrostatischen Anziehung ungleichnamiger Ladungen eine Tendenz zur Wiedervereinigung je eines Ions mit einem Ion entgegengesetzter Ladung bestehen, wobei vermutlich früher zu Komplexen verbundene Molekülgruppen in Einzelmoleküle auseinanderfallen. Die Rekombination wird offenbar um so häufiger erfolgen, je mehr Ionen jedes Vorzeichens im Gase anwesend sind. Man hat daher in Analogie zum Guldberg-Waageschen Massenwirkungsgesetz die Zahl der pro Sekunde und Kubikzentimeter durch Rekombination verschwindenden Ionen als proportional der Zahl sowohl der positiven als auch der negativen Ionen pro Volumeneinheit angesetzt:  $\alpha \cdot n_+ \cdot n_-$ . Der Koeffizient  $\alpha$  heißt Wiedervereinigungskoeffizient. Seine Dimension ist  $\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}$ .

Werden nun durch die wirkenden Ionisatoren  $q$  Ionenpaare pro Sekunde und Kubikzentimeter erzeugt, so ist die Änderung der zu irgend einer Zeit vorhandenen Ionenzahl gegeben durch die Beziehung

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha \cdot n^2,$$

wenn gleich viel positive und negative Ionen vorhanden sind. Bei gleichzeitiger Wirkung des Ionisators und der Rekombination muß sich daher ein stationärer Zustand einstellen ( $dn/dt = 0$ ), in

---

<sup>1)</sup> Die Anlagerung von kleinen Ionen an Kerne als Ionenvernichtung zu bezeichnen, ist eigentlich etwas inkonsequent und steht im Widerspruch mit dem im vorhergehenden Gesagten. Diese Bezeichnung ist aber üblich und kann durch das, was im folgenden gesagt wird, gerechtfertigt werden.

welchem die Ionenzahl durch die folgende Beziehung von  $\alpha$  und  $q$  abhängt:

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}.$$

Diese Beziehung wurde auch empirisch in allen Fällen bestätigt gefunden, in denen nicht außer der gewöhnlichen Rekombination noch andere ionenentfernende Vorgänge wirken (vgl. § 26).

Betrachten wir nun den zweiten der oben erwähnten Prozesse, die Anlagerung von kleinen Ionen an Staub- und Kondensationskerne. Hierdurch findet zwar keine eigentliche Verringerung der Zahl der Ionen statt, doch büßen die kleinen Ionen ihre Beweglichkeit im elektrischen Felde so sehr ein, daß sie für viele Vorgänge, z. B. die Elektrizitätsleitung in der Atmosphäre, dann praktisch kaum mehr in Betracht zu ziehen sind. Daher haben wir dieses „Unbeweglichwerden“ auch als eine Art Ionenvernichtung betrachtet.

Die Ionendiffusion ist dort wirksam, wo ein Gefälle der Ionenkonzentration im Gase besteht, z. B. an der Grenzfläche zwischen der stark ionisierten Bodenluft und der relativ ionenarmen Freiluft. Es findet dort natürlich ein ständiges Abwandern von Ionen nach den Orten geringerer Ionenkonzentration statt.

Die Adsorption von Ionen tritt an Orten ein, wo ein ionisiertes Gas an die Oberfläche eines festen oder flüssigen Leiters angrenzt. Die Influenzwirkung jedes einzelnen Ions auf die benachbarte Wand bewirkt ein Wandern des Ions gegen diese Oberfläche hin, wo es schließlich seine Ladung verliert und als Ion zu existieren aufhört. Die Wirkung dieser Ionenadsorption erstreckt sich auf eine äußerst dünne wandnahe Schicht (von etwa 0,1 mm Dicke) und kann in den meisten Fällen vernachlässigt werden.

Endlich ist auch noch die Fortführung von Ionen durch elektrische Kräfte zu erwähnen, die in manchen Fällen eine sehr beträchtliche Verminderung der Zahl der anwesenden Ionen bewirken kann; in der freien Atmosphäre ist diese Wirkung im allgemeinen sehr gering, da ebenso viele Ionen aus einem betrachteten Luftvolumen durch die elektrische Konvektion verschwinden, als aus den angrenzenden Luftgebieten herbeigeführt werden.

#### § 4. Freier Strom und Sättigungsstrom.

Denken wir uns zwei Elektroden, getrennt durch einen Luftzwischenraum, der, wie wir wissen, stets schwach ionisiert ist. Wird nun zwischen den beiden Elektroden eine Spannungsdifferenz hergestellt, so beginnt ein wenn auch sehr schwacher Strom zu fließen, da die vorhandenen Ionen in entgegengesetzten Richtungen gegen die Elektroden getrieben werden, wo sie ihre Ladung abgeben. Dadurch wird aber die vorher (ohne Feld) vorhandene Ionenverteilung geändert:

Solange das elektrische Feld sehr schwach ist, wird die Zahl der im Konvektionsstrom fortwandernden Ionen zu vernachlässigen sein gegen die Zahl der überhaupt anwesenden Ionen, d. h. die Ionenzahl pro Kubikzentimeter („Ionenzahl“) ist praktisch gleich groß, wie ohne Feld, und die Ionenvernichtung durch Wiedervereinigung ist weitaus überwiegend.

Die Stromstärke pro Querschnittseinheit (Stromdichte) ist gleich der gesamten Elektrizitätsmenge, die pro Sekunde durch eine senkrecht zu den Kraftlinien gelegte Fläche von  $1 \text{ qcm}$  hindurchgeht: sind  $n_+$  und  $n_-$  die Zahl der positiven und der negativen Ionen pro Kubikzentimeter,  $\varepsilon$  die Ladung eines Ions (Elementarquantum),  $k_+$  und  $k_-$  die Beweglichkeiten der beiden Ionenarten und  $\mathcal{E}$  die Feldstärke, so ist die Stromdichte

$$j = \varepsilon(n_+ k_+ + n_- k_-) \cdot \mathcal{E} \quad . . . . . (1)$$

Man nennt dann den Ausdruck

$$\mathcal{A} = \varepsilon(n_+ k_+ + n_- k_-) \quad . . . . . (2)$$

das spezifische elektrische Leitungsvermögen oder die totale Leitfähigkeit der Luft. Man kann sich auch  $\mathcal{A}$  in zwei Glieder

$$\mathcal{A} = \lambda_+ + \lambda_-, \quad \lambda_+ = \varepsilon n_+ k_+, \quad \lambda_- = \varepsilon n_- k_-$$

zerlegt denken ( $\lambda_+$ ,  $\lambda_-$ ) und nennt dann diese die polare positive bzw. die polare negative Leitfähigkeit. Die totale Leitfähigkeit ist die Summe der beiden polaren Leitfähigkeiten.

Solange (1) erfüllt ist, ist die Stromdichte proportional der angelegten Spannungsdifferenz, d. h. es gilt das Ohmsche Gesetz. Solange dies der Fall ist, nennt man den Strom freien Strom. In dem nebenstehenden Strom-Spannungsdiagramm entspricht dies dem ersten linear ansteigenden Kurventeil.

Wird nun die angelegte Spannung weiter gesteigert, so werden immer mehr Ionen pro Zeiteinheit an die Elektroden befördert; dadurch tritt nun eine merkliche Verminderung der Zahl der pro Kubikzentimeter im Gas anwesenden Ionen ein, die Leitfähigkeit des Gases sinkt und daher wächst dann die Stromstärke nicht mehr weiter proportional mit der Feldstärke, sondern langsamer. In der Charakteristik entspricht dies dem mit „Halbgesättigter Strom“ bezeichneten Kurvenstück. Dieses Kurvenstück ist gegen die Abszissenachse konkav gekrümmt, während der erste Teil der

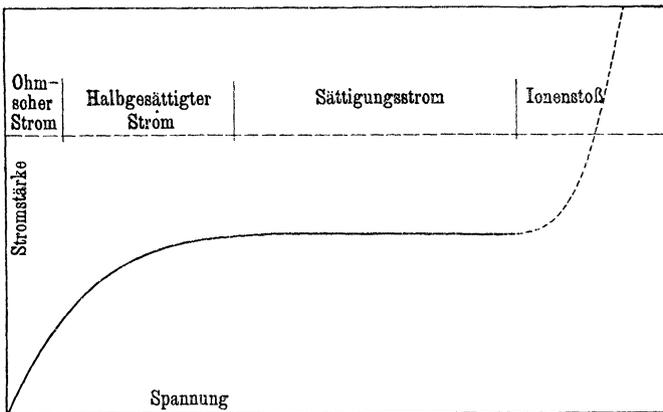


Abb. 1. Strom-Spannungskurve in einem ionisierten Gase.

Strom-Spannungskurve eine Gerade ist, deren Neigung gegen die Abszissenachse den durch die elektrische Konvektion der Ionen noch nicht gestörten Wert der Gesamtleitfähigkeit des Gases darstellt.

Bei noch weiter gesteigerter Spannung wird die Entfernung von Ionen aus jedem Volumenelement durch die elektrische Konvektion schließlich weitaus überwiegend gegen die ionenvernichtende Wirkung der Wiedervereinigung, während die Zahl der pro Sekunde erzeugten Ionenpaare ( $q$ ) bei konstantem Ionisator ja stets dieselbe bleibt. So wird bei hohen Feldstärken schließlich der Zustand erreicht, bei dem praktisch sämtliche pro Sekunde erzeugten Ionen an die Elektroden gelangen. Die Stromstärke ist in diesem Falle

$$i_s = \varepsilon \cdot q \cdot V,$$

d. h. gleich dem Produkt der Gesamtzahl der im ganzen zwischen den Elektroden eingeschlossenen Gasvolumen ( $V$ ) pro Sekunde

erzeugten Ionen ( $q \cdot V$ ) und der Elementarladung  $\varepsilon$ . Man nennt diese Stromart Sättigungsstrom. Sie ist dadurch charakterisiert, daß bei weiterer Spannungssteigerung die Stromstärke konstant bleibt, sofern nicht neue ionisierende Faktoren dazutreten. In der Kurve entspricht dies dem horizontalen Teil. Die Feldstärken, die zur Erreichung dieses Zustandes erforderlich sind, variieren je nach der Art und Stärke des Ionisators und sonstiger Versuchsbedingungen sehr beträchtlich. In normaler Freiluft genügen im allgemeinen Feldstärken von 10 bis 50 Volt pro Zentimeter zur Erreichung des Sättigungsstromes. Von diesen Feldstärken aufwärts bleibt der Strom dann konstant.

Erst wenn die Spannung zu ganz außerordentlich hohen Werten gesteigert wird, tritt wieder eine Änderung ein: es wird dies dadurch bewirkt, daß schließlich sekundär eine neue Ionisierungsquelle hinzukommt, die sogenannte Stoßionisation. Wenn nämlich die durch das elektrische Feld den Ionen erteilte Geschwindigkeit über einen gewissen kritischen Wert wächst, so erzeugen diese rasch bewegten Ionen durch ihren Zusammenstoß mit neutralen Gasmolekülen neue Ionen, welche ihrerseits wieder rasch beschleunigt neue Ionen durch Stoß erzeugen. So kommt es dann bei hohen Feldstärken zu einer außerordentlichen Steigerung der Ionisation und der Stromstärke mit der Spannung, welche durch die starke Aufwärtskrümmung des letzten punktierten Teiles der Charakteristik in Abb. 1 ihren Ausdruck findet. In der atmosphärischen Elektrizität spielt der Ionenstoß nur bei den leuchtenden Entladungen (Blitz, Elmsfeuer) eine Rolle.

### § 5. Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre.

Die auf S. 10 angegebenen Formeln für die polare und die totale Leitfähigkeit sind insofern nicht strenge gültig, als in der Luft, wie schon erwähnt, Ionengruppen von sehr verschiedener Beweglichkeit vorkommen. Seien z. B.  $m$  Beweglichkeitsarten  $k_1 \dots k_m$  vertreten und in jeder Gruppe  $n_1 \dots n_m$  Ionen pro Kubikzentimeter vorhanden, so würden die strenge gültigen Formeln für die polaren Leitfähigkeiten als Summenausdrücke folgender Art anzusetzen sein:

$$\lambda_+ = \sum_{\nu=1}^m \varepsilon \cdot n_{\nu}^+ \cdot k_{\nu}^+, \quad \lambda_- = \sum_{\nu=1}^m \varepsilon \cdot n_{\nu}^- \cdot k_{\nu}^-.$$

Da jedoch die kleinen Ionen im Mittel eine etwa tausendfach größere Beweglichkeit haben als die großen, die Zahl der großen aber höchstens 50 mal größer zu sein pflegt, so machen in obigen Summenausdrücken die den schwerbeweglichen Ionengruppen entsprechenden Terme im allgemeinen nur wenig aus. Am Eiffelturm in Paris ist z. B. die Zahl der großen Ionen 50 mal größer als die der kleinen Ionen (Langevin). Setzt man dies in obige Formel ein und berücksichtigt die tausendfach geringere Beweglichkeit der erstgenannten, so sieht man, daß ihr Anteil an der Leitfähigkeit nur  $\frac{1}{20}$ , d. h. 5 Proz. des Anteiles der kleinen Ionen beträgt. In staubkernarmer Landluft ist der Anteil noch viel kleiner.

Man ist daher berechtigt, als Näherungsformel für die totale Leitfähigkeit die auf S. 10 gegebene zu benutzen und hierin für  $k$  einen mittleren Wert einzusetzen, der nur wenig den Beweglichkeitswert der kleinen Ionen unterschreitet.

Es ist von vornherein klar, daß der Ladungsverlust eines in freier Luft aufgestellten Leiters mit der jeweiligen Leitfähigkeit der Luft an dem betreffenden Orte und zu der betreffenden Zeit in einem gesetzmäßigen Zusammenhang stehen muß. Wir wollen nun diesen Zusammenhang besprechen, wobei es zweckmäßig ist, zwei Fälle zu unterscheiden: den ruhender Luft und den bewegter Luft.

**1. Ruhende Luft.** Denken wir uns einen mit einem Elektrometer oder Elektroskop verbundenen Leiter, z. B. eine Metallkugel in einem ruhenden Luftvolumen von beträchtlicher Größe z. B. in einem Zimmer aufgestellt. Sobald der Leiter aufgeladen ist, beginnt, wie man aus der Beobachtung des Potentialabfalls mittels des Elektrometers schon innerhalb weniger Minuten deutlich erkennen kann, von allen Seiten gegen die Kugel ein Strom zu fließen. Ist die Kugel z. B. positiv geladen, so bewegen sich die negativen Ionen gegen die Oberfläche der Kugel. Es entsteht in der Nähe des Leiters ein Überschuß von Ionen entgegengesetzten Vorzeichens: die Zahl dieser Ionen pro Kubikzentimeter ist dort erheblich größer als die Zahl der gleichnamig mit dem Leiter geladenen Ionen. In dem der Oberfläche des Leiters zunächst liegenden Luftvolumen entsteht daher eine freie Raumladung von entgegengesetztem Vorzeichen wie die Ladung des Leiters. Dies

bewirkt eine Feldstörung in dieser Region: das Potentialgefälle in der Nähe der Oberfläche wird erheblich größer und dadurch wird die Geschwindigkeit der auf den Leiter hineilenden Ionen vergrößert. Wir wollen diesen ganzen Erscheinungskomplex kurz die „Elektrodenwirkung“ nennen; sie spielt bei verschiedenen luftelektrischen Messungen eine Rolle.

Die durch die Elektrodenwirkung bedingte Veränderung in der Ionenverteilung, der Ionengeschwindigkeit und der Feldstärke in der Nähe des in ruhender Luft exponierten Leiters macht nun den Zusammenhang zwischen dem Ladungsverlust des Leiters und der Leitfähigkeit der Luft sehr kompliziert. Wie experimentell erwiesen ist, gilt das schon von Coulomb<sup>1)</sup> entdeckte sogenannte Zerstreungsgesetz: der Ladungsverlust eines in ruhender oder bewegter Luft aufgestellten Leiters pro Zeiteinheit ist proportional der jeweilig noch vorhandenen Ladung

$$\frac{dQ}{dt} = a \cdot Q,$$

doch ist der Proportionalitätsfaktor  $a$  bei ruhender Luft anders als bei bewegter Luft und in letzterem Falle bei geringen Geschwindigkeiten auch noch von diesen abhängig.

Die Feldstörung durch die erwähnte „Elektrodenwirkung“ läßt sich für den Fall ruhender Luft unter vereinfachenden Annahmen wohl berechnen<sup>2)</sup>, und daher ist für diesen Fall auch der Zusammenhang zwischen der totalen Leitfähigkeit und dem empirisch zu ermittelnden Faktor  $a$  des Zerstreungsgesetzes darstellbar. Dies hat jedoch für uns kaum praktische Bedeutung, da der Fall vollkommen ruhender Luft in der freien Atmosphäre so gut wie gar nicht vorkommt und selbst die geringsten Luftströmungen die Voraussetzungen zur Anwendbarkeit der Formel zunichte machen.

**2. Bewegte Luft.** Dieser Fall ist von E. Riecke<sup>3)</sup> theoretisch behandelt worden. Wenn die Windbewegung genügend stark ist, so kann man annehmen, daß das Feld nicht durch Anhäufung von Ionen in der Nähe des Leiters gestört sei, d. h. daß

<sup>1)</sup> C. A. Coulomb, Mém. de l'Acad. Paris 1785, S. 616.

<sup>2)</sup> J. J. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, 2nd edition. Cambridge 1906.

<sup>3)</sup> Ann. d. Phys. (4) **12**, 52, 1903 u. Gött. Nachr. 1903, S. 1, 32, 38, 39.

die oben erwähnte „Elektrodenwirkung“ durch die Luftbewegung nicht zustande komme. Es ergibt sich dann das Gesetz, daß der sekundliche Ladungsverlust einer positiv geladenen Kugel proportional der negativen polaren Leitfähigkeit, der einer negativ geladenen Kugel proportional der positiven polaren Leitfähigkeit ist:

$$-\frac{dQ_+}{dt} = 4\pi \cdot \lambda_- \cdot Q_+ \quad \text{und} \quad -\frac{dQ_-}{dt} = 4\pi \lambda_+ Q_-.$$

Diese Formeln gelten nach Riecke unabhängig von der Größe der Luftgeschwindigkeit, sofern diese größer ist als ein gewisser kritischer Wert. Extrapolation auf den Zustand ruhender Luft ist also nicht statthaft. Wie Thomson zeigt (l. c.), ist ja in ruhender Luft der Zerstreungskoeffizient proportional der totalen Leitfähigkeit, während er in bewegter Luft einfach gleich der  $4\pi$ -fachen polaren Leitfähigkeit zu setzen ist.

Die Rieckesche Formel gilt, wie W. F. G. Swan n zeigte, für jede beliebige Gestalt des Leiters, z. B. auch für einen ausgespannten Draht. Derselbe Autor berechnet für diesen Fall, daß Luftgeschwindigkeiten von weniger als 20 cm/sec manchmal schon unzureichend sind zur strengen Anwendbarkeit der Rieckeschen Formel. Der genaue Wert dieser Grenzgeschwindigkeit hängt von den sonstigen Versuchsbedingungen ab und ist nicht genau bekannt.

## § 6. Die Messungen der Elektrizitätszerstreuung in Luft und ihre Verwertung zur Bestimmung der Leitfähigkeit.

Wie erwähnt, hat Coulomb bereits festgestellt, daß der Ladungsverlust eines in Luft aufgestellten Leiters zum größten Teile auf die wenn auch nur kleine Leitfähigkeit der Luft und nur zum kleinsten Teile auf den Verlusten durch die unvermeidlichen isolierenden Stützen beruht. Das von ihm gefundene, auf S. 14 erwähnte Zerstreungsgesetz in Integralform angesetzt, lautet

$$Q_t = Q_0 \cdot e^{-at},$$

woraus sich der Zerstreungskoeffizient  $a$  leicht bestimmen läßt, wenn man die Ladung des Systems zu Beginn der Messung und nach  $t$  min bestimmt hat.

Die durch fast hundert Jahre vorherrschende Ansicht, daß feuchte Luft besser leite als trockene, wurde erst durch W. Linss (1887) experimentell widerlegt, der zeigte, daß in trockener Luft der Ladungsverlust etwa 1 Proz. pro Minute beträgt. Dies entspräche dem Werte  $a = 0,01$ .

Allgemeineres Interesse konnten derartige Messungen erst dann gewinnen, als man um 1900 das Wesen der Elektrizitäts-

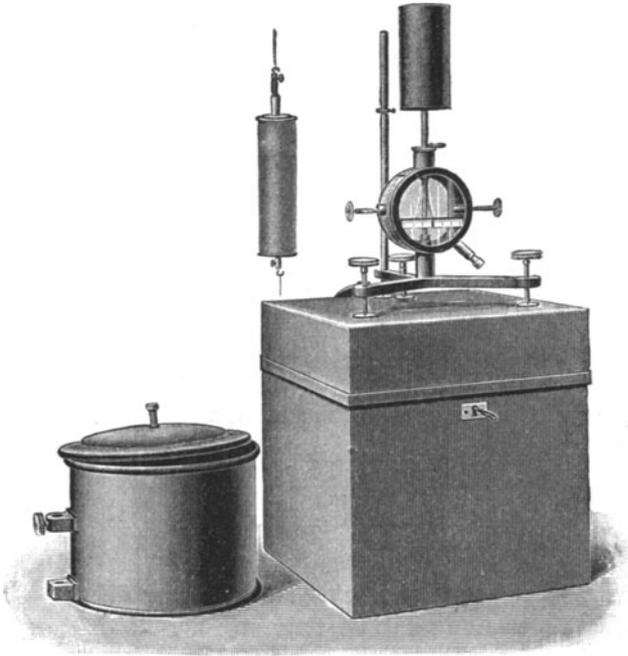


Abb. 2. Elster und Geitelscher Zerstreungsapparat.

leitung der Luft auf Grund der IONENTHEORIE zu verstehen lernte und als die beiden deutschen Forscher J. Elster und H. Geitel<sup>1)</sup> ein transportables Instrumentarium zur Messung des Zerstreungskoeffizienten ausarbeiteten, mit dem dann sehr zahlreiche Messungen in den verschiedensten Gegenden angestellt wurden.

Die Elster-Geitelsche Anordnung ist oben abgebildet. Sie besteht aus einem Blättchenelektroskop, dessen Isolation ins Innere des Elektroskopgehäuses verlegt ist und auf dessen Blättchen-

<sup>1)</sup> Phys. ZS. 1, 11 u. 245, 1899; Ann. d. Phys. (4) 2, 425, 1900.

träger der Zerstreungskörper, ein 10 cm hoher, 5 cm weiter, geschlossener, geschwärzter Zylinder an einem 6 cm langen Stifte direkt aufgesteckt wird. Um das System vor den störenden Wirkungen des elektrischen Feldes im Freien zu schützen, wurde dem Instrumentarium noch ein weiterer, unten offener Zylinder beigegeben, der an einem Stativ, direkt über dem herausstehenden Zerstreungskörper gestülpt, befestigt wird. Die Beobachtung selbst besteht aus vier Ablesungen des Potentials des Elektroskops: die eigentliche Zerstreungsmessung mit je einer Ablesung zu Beginn und am Ende der gewählten Beobachtungszeit und die sogenannte Isolationsprobe, bestehend aus zwei Ablesungen bei abgenommenem Zerstreungskörper. Gewöhnlich ist dieser Spannungsverlust so klein, daß er weniger als 1 Proz. des Spannungsverlustes durch Zerstreung ausmacht. Ist er größer, so muß er als Korrektion in Betracht gezogen werden, wobei aber die Vergrößerung der Kapazität des Systems bei aufgesetztem Zerstreungskörper in Rechnung zu ziehen ist. Genaue Anweisungen zur Ausführung der Messung und zur Berechnung des Zerstreungskoeffizienten sind in den Spezialwerken über atmosphärische Elektrizität (vgl. Verzeichnis am Ende dieses Buches) enthalten.

Wie spätere Untersuchungen, insbesondere von Schering zeigten, wird doch gerade durch die Verwendung dieses Schutzzyllinders die Messung des Zerstreungskoeffizienten stark entwertet, da die mit Schutzzyllinder erhaltenen Messungsergebnisse in erster Linie von den Windverhältnissen bzw. der Lüftung des Raumes zwischen Zerstreungskörper und Schutzzyllinder abhängen und nicht mehr als Maß der Leitfähigkeit der Luft gelten können. Es herrscht nämlich in diesem Raume praktisch Sättigungsstrom, wenn das Elektroskop in üblicher Weise auf etwa 100 bis 200 Volt geladen ist, und daher ist der Spannungsverlust pro Minute dann nicht mehr der jeweiligen Spannung proportional, sondern von ihr unabhängig.

Also abgesehen davon, daß die Vorbedingung zur Ausführung einer Leitfähigkeitsmessung (freier Strom) nicht erfüllt ist, würde auch die je nach den Windverhältnissen wechselnde Durchlüftung die Erreichung vergleichbarer Ergebnisse unmöglich machen. Man hat daher auch bald die Messungen mit Schutzzyllinder aufgegeben und den Apparat ohne Schutzzyllinder, mit frei herausragendem

Zerstreuungskörper an vom Erdfeld gut abgeschirmten Orten, z. B. auf seitlich offenen, gegen oben gedeckten Veranden, in Lauben u. a. verwendet. In dieser Aufstellung geben die Messungen der Zerstreuung, wie besonders Schweidler<sup>1)</sup> gezeigt hat, sowohl mit dem Elster-Geitelschen Instrumentarium als auch mit anderen, ähnlich einfachen Anordnungen ein beiläufiges Maß für die polaren Leitfähigkeiten. Die genaue Proportionalität mit der polaren Leitfähigkeit kann nicht erwartet werden, da nur für den über dem Hals des Elektroskops herausragenden Teil des Zerstreuungskörpers freier Strom herrscht. Je größer daher die Kapazität des Zerstreuungskörpers relativ zu der der Zuleitung zum Elektroskop gemacht wird, um so besser ist die Proportionalität zwischen Zerstreuung und Leitfähigkeit erfüllt. Wenn der Zerstreuungskörper sich zu nahe am geerdeten Gehäuse des Elektroskops befindet, ist freier Strom nicht mit Sicherheit gewährleistet, weshalb man (s. unten) später Anordnungen bevorzugte, bei denen der Zerstreuungskörper durch eine längere Zuleitung mit dem Elektroskop verbunden ist. Schweidler l. c. u. a. haben durch Parallelmessungen der Zerstreuung und des Absolutwertes der polaren Leitfähigkeiten nach später zu besprechenden Methoden näherungsweise Reduktionsfaktoren bestimmt, die dann aus beobachteten Zerstreuungswerten die Leitfähigkeit zu berechnen gestatten. Gockel<sup>2)</sup> benutzte zu Zerstreuungsmessungen später ein Wulfsches Zweifadenelektrometer<sup>3)</sup> mit einem direkt aufgesetzten 50 cm hohen und 5 mm dicken Stab als Zerstreuungskörper, wobei dann freier Strom fast für die ganze Länge des Stabes gewährleistet ist.

Noch exakter, wenn auch weniger bequem ist die von Schering<sup>4)</sup> gegebene Anordnung: als Zerstreuungskörper dient eine Kugel von 10 cm Durchmesser oder ein 25 cm langer, 1,5 cm dicker zylindrischer Stift, der an einem Seidenfaden mittels Hartgummiisolators frei an einem dem Erdfeld nicht ausgesetzten Orte aufgehängt wird und mittels eines 60 cm langen, sehr dünnen Drahtes mit dem Elektroskop oder Elektrometer verbunden wird.

---

1) Wiener Ber. (II a) **115**, 1269, 1906; **118**, 91, 1909; **125**, 998, 1916.

2) A. Gockel, Luftelektrizität (Leipzig, Hirzel, 1908), S. 19.

3) Phys. ZS. **8**, 246, 527, 1907.

4) Diss. Göttingen 1904; Ann. d. Phys. (4) **20**, 174, 1904.

Es fließt dann praktisch überall freier Strom, d. h. der Anteil des gesättigten Stromes im Elektroskop selbst wird verschwindend klein. Bezeichnet  $K$  die Kapazität des Zerstreuungskörpers allein,  $(C + K)$  die des Elektroskops samt Zerstreuungskörper,  $V$  die Anfangsspannung, so beträgt der Ladungsverlust des ganzen Systems pro Zeiteinheit  $(C + K) \cdot \frac{dV}{dt}$  und dieser ist nach S. 15 gleich dem  $4\pi$ -fachen Produkt der Anfangsladung des Zerstreuungskörpers allein,  $K \cdot V$  und der polaren Leitfähigkeit  $\lambda_{\pm}$ ; daher ist diese

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{(C + K)}{K \cdot V_{\pm}} \cdot \frac{dV_{\pm}}{dt}.$$

Dabei gilt das  $+$ -Zeichen für  $\lambda$  bei negativer Ladung des Zerstreuungskörpers und umgekehrt, nachdem ja stets die Ionen entgegengesetzter Ladung den Ladungsverlust des Zerstreuungskörpers hervorrufen.

Die gleiche Formel gilt, wenn man nach einem späteren Vorschlag Scherings<sup>1)</sup> als Zerstreuungskörper einen etwa 20 m langen, horizontal ausgespannten, mit einem Elektrometer verbundenen Draht benutzt. Der Draht selbst ist von einem weitmaschigen, konzentrisch in 50 cm Entfernung angeordneten geerdeten Drahtnetz umgeben. Diese Anordnung eignet sich besonders gut zu fortlaufenden Registrierungen etwa mit Hilfe des Bennendorfschen mechanisch registrierenden Quadrantenelektrometers<sup>2)</sup>. Wenn beide polaren Leitfähigkeiten gleichzeitig registriert werden sollen, sind natürlich zwei gleichartige Drahtsysteme mit zwei Elektrometern erforderlich. Solche Registrieranordnungen sind an verschiedenen luftelektrischen Stationen, wie Potsdam (Kähler), Teichhof-Graz (Bennendorf), Seeham (Schweidler) und Davos (Dorno), längere Zeit in dauernder Verwendung gewesen.

F. W. G. Swann<sup>3)</sup> hat gezeigt, daß bei der Scheringschen Drahtmethode auch dann, wenn freier Strom gesichert ist, mitunter zu kleine Werte der Leitfähigkeit resultieren können. Wenn die durch das Drahtnetz fließende Luft Geschwindigkeiten von weniger als etwa 20 cm/sec besitzt, so können nämlich infolge der Wirkung des Erdfeldes außerhalb des geerdeten Netzes, auf dessen

<sup>1)</sup> Göttinger Nachr. 1908, S. 201.

<sup>2)</sup> H. Bennendorf, Phys. ZS. 7, 98, 1906.

<sup>3)</sup> Terr. Magn. 19, 23—37, 1914.

Oberseite durch Influenz des Erdfeldes in der Regel negative Ladung gebunden ist, Ionenanhäufungen in der Nähe des Netzes entstehen, die nicht der ungestörten Ionenverteilung entsprechen. Also muß auch das Netzwerk an einem Orte aufgestellt werden, der dem Erdfeld möglichst wenig exponiert ist, z. B. unter Bäumen in einem Garten. Nach Kähler und H. Markgraf<sup>1)</sup> ist dies bei der Anordnung des Potsdamer Observatoriums der Fall.

Die Theorie der Registrierungen der Leitfähigkeit wurde von H. Benndorf<sup>2)</sup> ausgearbeitet. Am günstigsten unter den drei möglichen Methoden ist die folgende: der Zerstreungsdraht wird automatisch in regelmäßigen Intervallen auf ein bestimmtes Potential geladen, dann isoliert und der Abfall des Potentials unter dem Einfluß der ionenführenden Freiluft elektrometrisch aufgezeichnet. Der aus einem Beobachtungsintervall (z. B. 10 min) berechnete Mittelwert ist identisch mit dem Mittelwert  $\bar{\lambda}$  über das ganze Intervall  $\tau$ :

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \lambda dt,$$

wobei  $\lambda$  die Momentanwerte bezeichnet.

Was nun die Resultate der insbesondere zwischen 1900 und 1910 ungemein zahlreichen Zerstreungsmessungen anlangt, so werden diese weiter unten gemeinsam mit denen der absoluten Leitfähigkeitsbestimmungen kurz Erwähnung finden. Natürlich tritt die Bedeutung der älteren Einzelmessungen mittels des Elster-Geitelschen Instrumentariums heute besonders dort ganz in den Hintergrund, wo exaktere Messungen etwa mittels der Scheringschen Drahtmethode oder gar Registrierungen vorliegen. Auf eine Diskussion der wenig definierten Zerstreungsmessungen mit Schutzzylinder muß im Rahmen dieses Artikels ganz verzichtet werden.

Da die Elster-Geitelsche Anordnung als Reiseinstrumentarium auch heute noch hier und da Anwendung findet, sei zum Schluß noch der Reduktionsfaktor mitgeteilt, der aus Zerstreungsmessungen die polare Leitfähigkeit näherungsweise zu berechnen gestattet.

<sup>1)</sup> Meteorol. ZS. 28, 202, 1911 und 41, 65, 1924.

<sup>2)</sup> Wiener Ber. (IIa) 118, 1192, 1909.

Drückt man die Entladungsgeschwindigkeit des Elster-Geitelschen Elektroskops mit Zerstreuungskörper bei der mittleren Spannung  $V$  in Volt pro Minute aus, so ergibt sich die polare Leitfähigkeit im elektrostatischen Maßsystem nach Schweidler<sup>1)</sup> aus der Formel

$$\lambda_{\pm} = 4,54 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1}{V_{\mp}} \cdot \frac{dV_{\mp}}{dt}$$

### § 7. Die Grundlagen der Gerdien'schen Methode zur Bestimmung der Leitfähigkeit (Aspirationsmethode) und deren Verbesserung durch Swann.

H. Gerdien<sup>2)</sup> hat zur Bestimmung der Leitfähigkeit der Luft eine Methode angegeben, welche die Hauptfehlerquelle der im vorhergehenden Abschnitt behandelten Methoden (Veränderung der Ionenverteilung in der Nähe des geladenen Leiters bei ruhender oder schwach bewegter Luft usw., kurz von uns „Elektrodenwirkung“ genannt) dadurch vermeidet, daß durch einen Ventilator ein konstanter Luftstrom durch einen Zylinderkondensator gesaugt wird, dessen äußere Elektrode geerdet ist, während die innere Elektrode mit einem Blättchenelektroskop (bei neueren Apparaten Wulfsches Zweifadenelektrometer) verbunden ist und auf eine mäßige Spannung (Größenordnung 100 Volt) geladen wird.

Wie wir später noch sehen werden, kann eine im Prinzip gleichartige Anordnung auch zur Bestimmung der Zahl von Ionen pro Volumeneinheit und ihrer Beweglichkeit verwendet werden. J. Zeleny<sup>3)</sup> war wohl der erste, der die in Rede stehende Methode zur Bestimmung von Ionenkonstanten angewendet hat. Sie wurde von ihm als „Methode der senkrechten Geschwindigkeiten“ bezeichnet und zuerst für Beweglichkeitsmessungen verwendet. H. Ebert hat die Anwendung derselben Methode zur Bestimmung der Ionendichte, H. Gerdien, wie schon erwähnt, zur Bestimmung der absoluten Leitfähigkeit ausgearbeitet. Die Aspirationsmethoden haben daher in der luftelektrischen Forschung einen hervorragenden Platz, und es ist notwendig, die Theorie dieser „Aspiratoren“ zu betrachten.

<sup>1)</sup> l. c. S. 18.

<sup>2)</sup> Phys. ZS. **6**, 800, 1905; Terr. Magn. **10**, 69, 1905.

<sup>3)</sup> Trans. Roy. Soc. (A) **195**, 193, 1900.

Alle diese Apparate bestehen aus einem Zylinderkondensator, dessen äußere Elektrode das Aspirationsrohr darstellt (Radius  $r_a$ ), in dessen Achse ein relativ dünner zylindrischer Stift (Länge  $l$ , Radius  $r_i$ ) als Innenelektrode angebracht ist. An dem einen Ende des Rohres befindet sich ein kleiner Ventilator, der, mit der Hand oder mittels Motor betrieben, die Luft mit beträchtlicher Geschwindigkeit (bis zu 4 m/sec) durch das Rohr zu saugen gestattet (siehe Abb. 3).

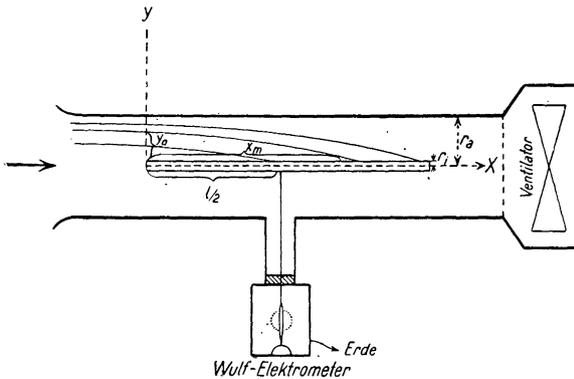


Abb. 3. Gerdiens Aspirationsapparat.

Bedeutet  $V$  die Potentialdifferenz zwischen Innen- und Außenelektrode,  $G$  die Geschwindigkeit des Luftstromes,  $r$  die Entfernung eines beliebigen Punktes innerhalb des Rohres von der Achse, die wir als  $x$ -Achse wählen, während die  $y$ -Achse dazu senkrecht nach oben gelegt wird, so ist nach den Grundgleichungen der Elektrostatik die Feldstärke in einem beliebigen Punkte innerhalb dieses Zylinderkondensators in der Entfernung  $r$  von der geladenen Innenelektrode  $\frac{V}{r \log r_a/r_i}$ .

Ist nun  $k$  die Beweglichkeit der Ionen, die durch den Luftstrom in der Richtung der  $x$ -Achse mitgerissen werden, so werden diese unter dem Einfluß der elektrischen Feldkraft senkrecht zum Luftstrom gegen die Elektrode abgelenkt und beschreiben eine parabolische Bahn, deren Gleichung sich wie folgt errechnet:

$$y_0^2 - y^2 = \frac{2 k V}{G \cdot \log r_a/r_i} \cdot x \dots \dots \dots (1)$$

Hierbei bedeutet  $y_0$  den senkrechten Abstand des Punktes von der Achse, in welchem das betrachtete Ion die Eintrittsebene des Zylinderkondensators ( $x = 0$ ) passiert. Setzt man  $y_0 = r_a$ ,  $y = r_i$ , so erhält man die maximale Entfernung  $x_m$ , bis zu welcher überhaupt Ionen auf der Innenelektrode abgelagert werden:

$$x_m = \frac{G(r_a^2 - r_i^2) \log r_a/r_i}{2kV} \dots \dots \dots (2)$$

Bei kleiner Potentialdifferenz  $V$  werden, wenn wir unter  $k$  die mittlere Beweglichkeit der Ionen eines Vorzeichens verstehen, ersichtlicherweise nicht alle Ionen aus dem aspirierten Luftquantum auf der Innenelektrode (Länge  $l$ ) abgelagert, da eben dann  $x_m > l$  werden kann. Die abgelagerten Ionen, deren Parabelbahnen sämtlich noch auf der Innenelektrode enden, entstammen einem Luftzylinder vom Radius  $r_0$ , der sich aus der Gleichung

$$l = \frac{G(r_0^2 - r_i^2) \log r_a/r_i}{2kV} \dots \dots \dots (3)$$

leicht ergibt. Der Luftzylinder, aus dem sämtliche Ionen zur Ablagerung gelangen, hat nun den Querschnitt  $r_0^2 \cdot \pi$  und (pro sec) die Länge  $G$ , daher ist sein Volumen bei Vernachlässigung von  $r_i$  gegen  $r_0$ :

$$\Phi = \frac{2\pi k \cdot V \cdot l}{\log r_a/r_i} \dots \dots \dots (4)$$

Sind nun  $n$  Ionen pro Kubikzentimeter vorhanden, so ist die ganze pro Sekunde an die Innenelektrode gelangende Ladung  $\Phi \cdot n \cdot \epsilon$ , und diese muß gleich sein dem sekundlichen Ladungsverlust des Systems Innenelektrode plus Elektrometer (Gesamtkapazität  $C_1$ )

$$-C_1 \cdot \frac{dV}{dt} = 4\pi \cdot \epsilon \cdot n \cdot k \cdot \frac{V \cdot l}{2 \log r_a/r_i} \dots \dots \dots (5)$$

Daraus folgt dann, wenn man den Spannungsverlust von  $V_1$  auf  $V_2$  in der Aspirationszeit  $T$  sec (in der Regel einige Minuten) beobachtet hat,

$$\frac{C_1}{T} \cdot \log \frac{V_1}{V_2} = 4\pi \cdot \lambda_{\pm} \cdot \left( \frac{l}{2 \log r_a/r_i} \right) \dots \dots \dots (6)$$

Der Klammerausdruck in der letzten Formel bedeutet nun bekanntlich die Teilkapazität eines Stückes von der Länge  $l$  eines unendlich langen Zylinderkondensators. Führen wir dafür die Bezeichnung  $C'_2$  ein, so erhält man nach Gerdien für die polare

Leitfähigkeit der Ionen, deren Vorzeichen entgegengesetzt ist zu dem der Ladung der Innenelektrode, den Ausdruck

$$\lambda_{\pm} = \frac{C_1 \cdot \log V_1/V_2}{4 \pi C_2' T} \dots \dots \dots (7)$$

wo  $V_1$  und  $V_2$  die Spannung bedeutet, die man vor und nach der Aspirationsperiode  $T$  abgelesen hat.

F. W. G. Swann<sup>1)</sup> hat später gezeigt, daß diese Formel nicht strenge gilt, da sie nicht die Feldstörung im Innern des Rohres an den Enden der Innenelektrode berücksichtigt und auch den Einfluß des stützenden Stabes außer Betracht läßt, der die Innenelektrode mit dem Elektrometer verbindet. Ersetzt man nach

Swann die obenerwähnte berechnete Kapazität  $C_2' = \frac{l}{2 \log r_a/r_i}$  durch die tatsächlich experimentell bestimmte Kapazität  $C_2$  des dem Luftstrom tatsächlich ausgesetzten geladenen Teiles des Apparats (Innenelektrode plus Stütze), so wird die Formel streng gültig und lautet dann

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{4 \pi T} \cdot \frac{C_1}{C_2} \cdot \log \frac{V_1}{V_2} \dots \dots \dots (8)$$

Der ursprüngliche Gerdiensche Apparat hat die folgenden Abmessungen: Länge des Außenrohrs 56 cm, Radius desselben  $r_a = 8$  cm; Innenelektrode: Stablänge  $l = 25$  cm, Radius  $r_i = 0,75$  cm. Die Swannsche Korrektur beträgt bei diesen Abmessungen, wie Hewlett<sup>2)</sup> experimentell gezeigt hat, etwa 22 Proz., d. h. die Berechnung nach der alten Gerdienschen Formel würde Werte geben, die um diesen Betrag zu klein sind.

Wenn mit dem Gerdienschen Aspirationsapparat absolute Leitfähigkeitsmessungen ausgeführt werden sollen, muß die Luftgeschwindigkeit unter allen Umständen so groß gewählt werden, daß aus dem durchgesaugten Luftquantum nicht alle Ionen abgefangen werden. Dies ist der Fall, wenn die Luftgeschwindigkeit im Rohr die folgende Ungleichung erfüllt:

$$G > \frac{2 k V l}{(r_a^2 - r_i^2) \cdot \log r_a/r_i} \dots \dots \dots (9)$$

Bei dem ursprünglichen Gerdienschen Apparat (Ventilator mit Handbetrieb) genügen 1 bis 2 Kurbelumdrehungen pro Sekunde,

<sup>1)</sup> Terr. Magn. **19**, 85, 1914.

<sup>2)</sup> Ebenda **19**, 231, 1914.

um diese Bedingung bei Anfangsspannungen von etwa 100 Volt zu erfüllen.

Solange die genannte Ungleichung erfüllt ist, ist die Entladungsgeschwindigkeit des Elektroskops proportional der Spannung, zu der es geladen wurde [siehe Gleichung (5) S. 23]. Wird aber diese so weit gesteigert oder die Luftgeschwindigkeit so weit herabgesetzt, daß die obige Ungleichung sich in ihr Gegenteil verwandelt, so werden alle angesaugten Ionen auf der Innenelektrode abgelagert und die beobachtete Entladungsgeschwindigkeit ist dann nicht mehr proportional der Leitfähigkeit, sondern der Zahl der Ionen des betreffenden Vorzeichens in der Volumeneinheit. Man könnte daher denselben Aspirationsapparat auch zur Ionenzählung verwenden, doch zieht man vor, um mit bequemeren Spannungen auszukommen, eigene Aspirationsapparate für Ionenzählung mit engeren Röhren zu bauen (vgl. unten § 9).

Bei der Leitfähigkeitsmessung mittels des Aspirationsapparats braucht man keineswegs die Luftgeschwindigkeit zu kennen, wenn man nur sicher ist, daß sie größer ist als der Schwellwert der oben genannten Ungleichung. Dagegen ist für die Ionenzählung die Kenntnis der Luftgeschwindigkeit bzw. der geförderten Luftmenge wesentlich, und daher sind in den zu diesem Zwecke konstruierten Apparaten Anemometer im Rohre selbst eingebaut. Nicht unwesentlich ist die Bemerkung, daß bei der Leitfähigkeitsmessung die Luftgeschwindigkeit durchaus nicht über den ganzen Querschnitt des Rohres konstant zu sein braucht, damit die Endformel (8) (S. 24) strenge gilt [Swann]<sup>1)</sup>. Nach Hewlett soll bei Apparaten von denselben Abmessungen wie der Gerdiensche die Anfangsspannung vorsichtshalber nie höher als 60 Volt gewählt werden. Es empfiehlt sich daher auch die Anwendung von Fadenelektrometern, statt der Blättchenelektroskope, da letztere bei diesen Spannungen sehr unempfindlich sind. Abb. 4 zeigt den ursprünglichen, mit Blättchenelektroskop und Handventilator ausgerüsteten Gerdienschen Apparat.

Die Aufstellung des Gerdienschen Apparats geschieht am besten an Orten, die vor dem elektrischen Feld der Erde geschützt sind, die aber der Freiluft genügenden Zutritt gestatten, z. B. unter belaubten Bäumen, in Lauben oder oben gedeckten Veranden.

---

<sup>1)</sup> Terr. Magn. 19, 209, 1914.

Wenn ein Leiter an irgend einem Punkte oberhalb der Erdoberfläche aufgestellt und mit der Erde leitend verbunden wird, so bildet er damit einen Teil der Erdoberfläche und daher verteilt sich auf ihm die Erdladung entsprechend seinen Krümmungsverhältnissen. Dies gilt natürlich auch für jeden Apparat, der, geerdet, im Freien dem Erdfeld exponiert aufgestellt wird.

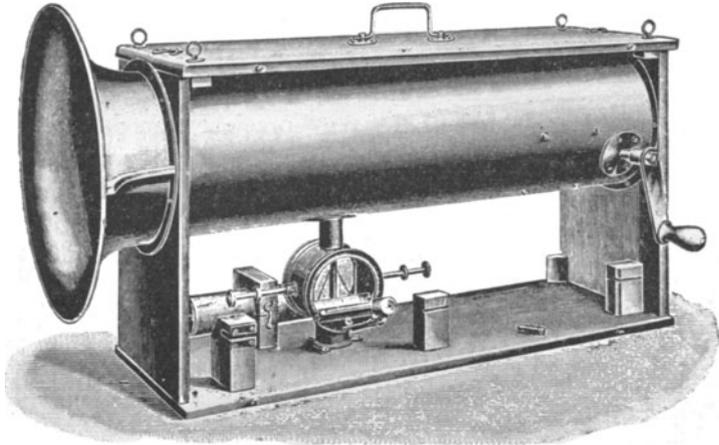


Abb. 4. Gerdiens Aspirationsapparat.

Die vom Apparat hervorgebrachte Feldstörung wird um so höher sein, je höher der Apparat über dem Erdboden steht und je höher die Feldstärke ist. Nun wird, wie Swann hervorgehoben hat, durch diese Feldstörung („Elektrodenwirkung“) die Verteilung der Ionen in der Nähe des Aspirationsapparats gestört. Bei normal gerichtetem Potentialgefälle ist die an der Oberseite des Apparats gebundene Ladung negativ. In diesem Falle wird also die Zahl der positiven Ionen in der Nähe erhöht, die der negativen verringert. Swann<sup>1)</sup> hat nun den Einfluß dieser „Elektrodenwirkung“ auf die Leitfähigkeitsmessungen und Ionen-zählungen eingehend theoretisch untersucht. Diese und Hewletts<sup>2)</sup> experimentelle Untersuchungen haben ergeben, daß bei niedrigen Feldstärken (etwa 100 Volt/m) der erwähnte Effekt bei Leitfähigkeitsmessungen keine merkliche Rolle spielt, d. h. es ergeben sich

<sup>1)</sup> Terr. Magn. 19, 209, 1914.

<sup>2)</sup> Ebenda 19, 219, 1914.

dieselben Werte der polaren Leitfähigkeit, ob man den Apparat dem Erdfeld exponiert aufstellt oder nicht, und zwar gilt das für beide Vorzeichen. Dennoch empfiehlt Hewlett Aufstellung an vom Erdfeld geschützten Orten, da ja hohe Feldstärken jederzeit an jedem Orte auftreten können und dann der Effekt doch merklich werden könnte. Für Stationsbeobachtungen wird es am besten sein, die Apparate in einem größeren Faradayschen Käfig aus weitmaschigem Netzwerk aufzustellen. Eine vorbildliche Aufstellung des Apparats an Bord eines Schiffes wurde von L. A. Bauer und W. F. G. Swann<sup>1)</sup> für die Forschungsfahrten der Carnegie Institution in Washington ausgearbeitet. Swann<sup>2)</sup> hat auch eine Methode zur automatischen Registrierung der Leitfähigkeit nach dem Aspirationsprinzip angegeben. Eine nähere Beschreibung dieser Anordnungen wird in einem ausführlichen Werke über atmosphärische Elektrizität<sup>3)</sup> gegeben.

Auf eine weitere mögliche Fehlerquelle, die ebenfalls sowohl die Leitfähigkeitsmessung wie die Ionenzählung betrifft, hat K. Kurz<sup>4)</sup> aufmerksam gemacht: In der Luft sind stets spurenweise radioaktive Substanzen vorhanden, von denen die unmittelbaren Zerfallsprodukte der Emanationen (Radium A, Thorium A und Actinium A) die Eigenschaft besitzen, sich in einem elektrischen Felde in der negativ geladenen Elektrode anzulagern. Bei Aspirationsapparaten wird daher, wenn z. B. bei der Messung der positiven polaren Leitfähigkeit die Innenelektrode negativ geladen ist, diese sich mit zunehmender Aspirationsdauer immer mehr mit den erwähnten radioaktiven Zerfallsprodukten beladen und diese werden daher eine erhöhte Leitfähigkeit vortäuschen. Bei positiver Ladung sammeln sich diese Produkte auf der Innenfläche des Außenrohrs an. Es wurde experimentell gezeigt, daß bei den für die Leitfähigkeitsmessungen mit modernen Apparaten (Fadenelektrometer) erforderlichen kurzen Aspirationszeiten (weniger als 5 Minuten) der Effekt ganz zu vernachlässigen ist. Anders verhält es sich bei Apparaten für Dauerregistrierung, wo die Wirkung dieses

---

<sup>1)</sup> Publication Nr. 175 (vol. III) Carnegie Institution of Washington, D. C., S. 382ff., 1917/18.

<sup>2)</sup> Carnegie Institution of Washington. Annual Rep. of the Director of the Dept. of Terr. Magn. for 1917, S. 279.

<sup>3)</sup> Erscheint im Verlag von Friedr. Vieweg u. Sohn Akt.-Ges. in Braunschweig, verfaßt von Benndorf und Hess.

<sup>4)</sup> Phys. ZS. 7, 711, 1907 u. 9, 177, 1908.

radioaktiven Beschlages stündlich bestimmt und bei der Berechnung der Resultate in Abzug gebracht werden muß.

Schließlich sei auch noch erwähnt, daß man Leitfähigkeitswerte auch auf indirektem Wege erhalten kann: denn es besteht zwischen dem aus direkten Messungen in der Atmosphäre zu ermittelnden vertikalen Leitungsstrom  $j$ , dem Potentialgefälle  $\mathcal{E}$  und der totalen Leitfähigkeit  $A$  die Beziehung

$$j = A \cdot \mathcal{E}.$$

Wird nun  $j$  und  $\mathcal{E}$  nach direkten Methoden simultan bestimmt, so ergibt sich aus der erwähnten Beziehung auch der zugehörige Wert der Leitfähigkeit.

### § 8. Resultate der Beobachtungen der Leitfähigkeit der Atmosphäre.

In folgender Tabelle sind die Mittelwerte der Leitfähigkeitsmessungen in den verschiedensten Gegenden zusammengestellt. Die totale Leitfähigkeit  $A$  wurde als Summe der beobachteten beiden polaren Leitfähigkeiten gebildet. Um ein Maß für das Überwiegen der einen oder der anderen Ionenart zu bekommen, wurde in der üblichen Weise auch der Quotient

$$q_\lambda = \frac{\lambda_+}{\lambda_-}$$

gebildet. Wie ein Blick auf die Tabelle lehrt, ist meist  $q_\lambda > 1$ , d. h. es ist  $\lambda_+$  größer als  $\lambda_-$  und dies entspricht einem Überwiegen der positiven Ionen am Orte der Messung, da  $k_+ < k_-$  ist. In der Tabelle sind Messungen der Leitfähigkeit nach allen in den vorhergehenden Abschnitten besprochenen Methoden aufgenommen worden, da es darauf ankam, Resultate aus den verschiedensten Gegenden zusammenzustellen.

Die Werte über Festland in Europa zeigen im allgemeinen gute Übereinstimmung. Im Mittel beträgt die Gesamtleitfähigkeit der Luft in elektrostatischen Einheiten etwa  $2 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$  und nach den Messungen des Departments of Terrestrial Magnetism sind die Mittelwerte am amerikanischen Kontinent ebenso groß. Messungen im Ballon und auf Bergspitzen zeigen deutlich höhere Werte als im Meeresniveau. Auf Bergspitzen steigt der Quotient  $q_\lambda$  erheblich über Eins an, was bei der „Elektrodenwirkung“ einer

Mittelwerte der totalen Leitfähigkeit.

Autor	Ort	Zeit	A in elektrostat. Einh. (sec <sup>-1</sup> )	q <sub>1</sub>	Methode
E. v. Schweidler	Seeham (Salzburg)	1908—1920	2,64 · 10 <sup>-4</sup>	1,02	Zerstreuungsapparat
C. Dorno	Davos (Schweiz)	1910	2,8	1,13	Scheringmeth. (Registr.)
A. Gockel	Freiburg (Schweiz)	1913—1915	2,5	1,08	Zerstreuungsapparat
"	Eggishorn	1915	8,5	1,33	"
"	Jungfraujoch	1915	6,0	1,42	"
"	Eishöhle (Grindelwald)	1915	0,09	—	"
K. Kähler	Potsdam	1910/11	0,95	1,16	Scheringmeth. (Registr.)
C. T. R. Wilson	Peebles (Schottland)	1908	1,1	—	Indirekt
A. Wegener	Grönland (73° N Br.)	1907/08	5,5	1,28	Aspirationsmethode
K. W. F. Kohlrausch	Portorico	1907/08.	3,7	1,02	"
G. Berndt	Argentinien	1912	2,6	1,02	Zerstreuungsapparat
"	Amazonenstrom	1911	0,68	0,97	"
G. Angenheister	Samoa	1910	4,5	1,04	Aspirationsmethode
"	Suezkanal	1911	3,1	0,85	"
H. Knoche	Bolivien, 5200 m	1909	10,8	2,0	Indirekt
K. Hoffmann	Spitzbergen	1913/14	4,95	1,33	Scheringmethode
A. Wigand	Im Ballon bis 9000 m Höhe	1913/14	bis 26,0	wechselnd	Aspirationsmethode
E. Kidson	Atlantischer Ozean	1909/10	3,4	1,16	"
"	"	1910/11	2,9	1,26	"
S. J. Mauchly, L. A. Bauer	Pazifischer Ozean	1921	3,09	1,15	"
"	" äquatoriale Zone	1921	3,01	1,18	"
W. F. G. Swann	New York—Hammerfest	1914	2,09	—	"
"	Hammerfest—Island	1914	2,69	—	"
E. Kidson	Indischer Ozean	1910	4,28	1,17	"
C. W. Hewlett	Pazifischer Ozean	1912/13	2,53	1,24	"

Bodenerhebung im Erdfelde sehr leicht verständlich ist. Die Luft an solchen Stellen enthält also einen Überschuß von positiven Ionen.

Das auf den Fahrten des Forschungsschiffes „Carnegie“ gesammelte überaus reichhaltige Beobachtungsmaterial aus allen Meeren (siehe Tabelle) zeigt deutlich, daß die Leitfähigkeit über den Ozeanen durchaus nicht geringer, wie man aus dem geringen Vorhandensein radioaktiver Substanzen in der Luft über dem Meere vermuten sollte, ja eher etwas größer ist, als die über Festland, und zwar auch dann, wenn der Beobachtungsort viele tausend Meilen vom Lande entfernt ist.

Die elektrische Leitfähigkeit ist eben von Ionenzahl und Ionenbeweglichkeit abhängig und daher ist ihr Verhalten sehr komplex. Geringerer Gehalt der Luft an radioaktiven Ionisatoren über dem Ozean kann mehr als aufgewogen sein durch die größere Luftreinheit und die dadurch erhöhte mittlere Beweglichkeit der Ionen. Sehr niedrige Werte der Leitfähigkeit ergeben sich an feuchten Orten und im Nebel, sowie innerhalb von Wolken-schichten.

Der jährliche Gang der Leitfähigkeit ist in Davos, Freiburg (Schweiz), Potsdam und in Wärmland (Schweden), sowie in Spitzbergen untersucht worden. Die Beobachtungen in Mitteleuropa zeigen übereinstimmend ein Maximum im Sommer, ein Minimum im Winter. In Potsdam beträgt das letztere  $0,70 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$  (Januar), das Maximum  $1,15 \cdot 10^{-4}$  (Juli). Dagegen ist in Davos das Maximum etwa doppelt so groß als das Minimum. In Spitzbergen ist die Schwankung noch weit geringer als in Mitteleuropa, ferner scheint in höheren Breiten das Maximum sich gegen Herbst zu verschieben.

Bezüglich des täglichen Ganges zeigen die vorliegenden, recht zahlreichen Beobachtungen, daß die Leitfähigkeit allerorts einer regelmäßigen täglichen Schwankung unterliegt, die sich im allgemeinen nach der Ortszeit richtet. Die Amplitude der Tagesschwankung ist lokal sehr stark verschieden, ebenso wie die der Jahresschwankung.

Der tägliche Gang an verschiedenen Orten zeigt mitunter ziemliche Unterschiede: z. B. ist in Seeham (Salzburg) und in Potsdam eine doppelte Periode vorhanden, während Hochlandstationen wie Davos einfachen täglichen Gang zeigen (siehe

Abb. 5). Fast an allen Stationen wird ein Hauptmaximum der Leitfähigkeit um 3 bis 4 Uhr morgens gefunden. Nach Sonnenaufgang sinkt dann der Wert stark ab (Dunstabildung). Auch in geschlossenen Räumen, z. B. in Kellern, in denen die Temperatur nur sehr wenig schwankt, zeigt sich noch ein täglicher Gang der Leitfähigkeit, der, wie Parallelmessungen der Staubkernzahl in Innsbruck (Schlenk) zeigten, hauptsächlich von den täglichen Variationen der Kernzahl bedingt ist.

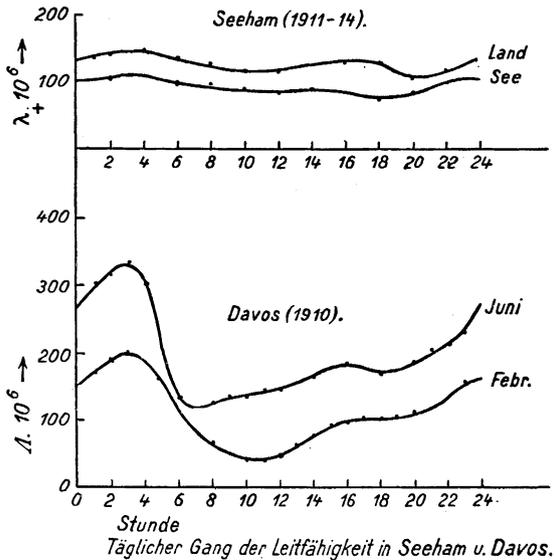


Abb. 5.

Über den Ozeanen ist der tägliche Gang, wie die Beobachtungen auf den „Carnegie“-Fahrten zeigen, abweichend von dem am Lande. Die Amplitude der Tagesschwankung beträgt nur 10 Proz. des Tagesmittels und im Mittel ist die Leitfähigkeit bei Tag über dem Ozean größer als bei Nacht.

Von meteorologischen Faktoren hat der Grad der Reinheit der Luft, etwa beurteilt nach der Sichtigkeit, den größten Einfluß auf die Leitfähigkeit, wie insbesondere die 12jährige Beobachtungsreihe von E. v. Schweidler<sup>1)</sup> in Seeham (Land Salzburg) sehr deutlich zeigt.

<sup>1)</sup> Jahrb. f. Rad. u. Elektr. 18, 1, 1921.

Analog und der gleichen Ursache entspringend ist die Verminderung der Leitfähigkeit durch Erhöhung der Staubkernzahl nach den Beobachtungen von A. Gockel<sup>1)</sup>. Die niedrigsten Werte findet Gockel bei Nebelrieseln, Werte, die nur etwa  $\frac{1}{3}$  bis  $\frac{1}{5}$  der normalen Werte betragen. Hohes Potentialgefälle ist häufig von niedrigen Werten der Leitfähigkeit begleitet und umgekehrt. In den nördlichen Alpen bringt der Föhnwind, der sehr trockene, reine Luft in die Täler herabführt, starke Erhöhung der Leitfähigkeit hervor, wie insbesondere die Messungen von C. Dorno in Davos, B. Huber in Altdorf und W. Schlenk in Innsbruck gezeigt haben. Eine Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur tritt nur in den Mittelwerten hervor: höherer Temperatur entsprechen etwas höhere Leitfähigkeitswerte, auch über dem Ozean (Hewlett). Der Zusammenhang der Leitfähigkeit mit der relativen Luftfeuchtigkeit, mit dem Stand und dem Gang des Luftdruckes und mit Windrichtung und -stärke ist lokal recht verschieden und jedenfalls sehr verwickelt. Markgraf<sup>2)</sup> fand bei der Analyse der Potsdamer Registrierungen, daß die allgemeine Wetterlage einen Einfluß auf die Leitfähigkeit besitzt in dem Sinne, daß in Tiefdruckgebieten höhere Leitfähigkeit herrscht als in Hochdruckregionen oder in Übergangsgebieten.

In den Alpen und im Alpenvorlande fanden einige Autoren erhöhte Leitfähigkeit am Morgen von Gewittertagen, was sich sogar zu einer kurzfristigen Gewittervorhersage verwerten ließ (Gockel). Dagegen trifft diese Erhöhung in anderen Gegenden, z. B. im norddeutschen Tieflande nicht ein (Budig, Markgraf).

Bezüglich eines Einflusses von Sonnenfinsternissen auf die luftelektrische Zerstreung und die Leitfähigkeit haben die Beobachtungen bis 1918 recht widersprechende Ergebnisse geliefert.

Das Department of Terrestrial Magnetism in Washington hat dann drei Expeditionen<sup>3)</sup> in den Jahren 1918, 1919 und 1923 nach Lakin (Kansas) bzw. Sobral (Brasilien) und Point Loma bei San Diego in Kalifornien entsendet, die unter Benutzung moderner Aspirationsapparate mit nur zweiminütlichen Meßintervallen trotz der sehr

<sup>1)</sup> Neue Denkschr. Schweiz. Naturforsch. Ges. **54**, Abh. Nr. 1, 1917.

<sup>2)</sup> Meteorol. ZS. **41**, 165, 1924.

<sup>3)</sup> L. A. Bauer, H. W. Fisk, S. J. Mauchly, Terr. Magn. **24**, 87 und 1, 1919; S. J. Mauchly und A. Thomson, ebenda **25**, 41, 1920; H. F. Johnston, ebenda **29**, 13, 1924.

verschiedenen meteorologischen Bedingungen übereinstimmende Resultate erzielten.

Bei der ersten der genannten Finsternisse wurde bei heiterem Himmel, in Sobral bei bedecktem Himmel, in Point Loma bei ganz leichtem Dunst in der Höhe beobachtet. Man hat angenommen, daß der Einfluß der Sonnenbedeckung auf die luftelektrischen Elemente nur indirekter Natur sei, und daß der Temperaturfall während der Totalität die Hauptrolle spiele. Dies ist durch die Resultate der erwähnten drei Expeditionen gründlich widerlegt: bei allen drei Finsternissen fand man während der Totalität einen deutlichen Anstieg der beiden polaren Leitfähigkeiten, während die Temperaturschwankung bei der zweiten und dritten Finsternis wegen des umzogenen Himmels ganz minimal war. Eine Erklärung für diese Erhöhung der Leitfähigkeiten konnte bis jetzt nicht gefunden werden.

Von hohem Interesse ist das Verhalten der Leitfähigkeit mit zunehmender Erhebung in der Atmosphäre. Schon Gerdien hat die starke Erhöhung der Leitfähigkeit bei Ballonfahrten bis zu 6000 m mit seinem Aspirationsapparat nachweisen können. A. Wigand<sup>1)</sup> hat derartige Messungen auf einer Reihe von wissenschaftlichen Ballonhochfahrten ausgeführt und bis etwa 9 km Höhe ausgedehnt. Die Gesamtleitfähigkeit, die in der Nähe des Aufstiegsplatzes (Bitterfeld) nur etwa  $1 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$  betrug, stieg in 3 km Höhe auf den fünffachen, in 6 km auf den zehnfachen Wert, um dann in beschleunigtem Anstieg in 9 km 16 bis  $27 \cdot 10^{-4}$  zu erreichen. Wolken- und Dunstschichten können lokale Erniedrigung der Werte bewirken. Der beschleunigte Anstieg ab 6 km Höhe deutet darauf hin, daß die Stratosphäre, deren obere Schichten wohl dem Menschen nie zugänglich sein werden, eine enorm gesteigerte Leitfähigkeit aufweisen muß. Diese obere Luft-hülle [„Heaviside-Schicht“]<sup>2)</sup> im Verein mit der ebenfalls gut leitenden Erdoberfläche scheint eine besondere Rolle bei der Aus-

---

<sup>1)</sup> Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 232, 1914; Terr. Magn. **19**, 93, 1914; Abh. d. Naturf. Ges. Halle, N. F. Nr. 4, 1914; Ann. d. Phys. (4) **66**, 81, 1921.

<sup>2)</sup> Da A. E. Kennely (Electr. World and Engineer, New York, 15. März 1902) auf das Vorhandensein einer solchen Schicht noch vor Heaviside (Encyclopaedia Britannica **33**, 10. Ausg., Dez. 1902) hingewiesen hat, ist vorgeschlagen worden, dafür den Namen Kennely-Heaviside-Schicht zu gebrauchen (vgl. Mc Adie, Science **51**, 540, 1925, Nr. 1586).

breitung der elektrischen Wellen bei der drahtlosen Telegraphie und Telephonie zu spielen (vgl. § 28).

Es ist nicht schwer, Gründe für die starke Zunahme der Leitfähigkeit mit der Höhe anzugeben: wie noch später gezeigt werden wird, nimmt die Ionisation selbst mit der Höhe zu und ferner muß auch die Beweglichkeit der Ionen wegen der Abnahme des Druckes und der Kernzahl mit der Höhe wachsen. Die zur Beurteilung der Ursachen der starken Ionisation in großen Höhen sehr wichtigen Leitfähigkeitsmessungen in diesen Schichten bei Nacht fehlen leider gänzlich.

### § 9. Die Ionenzählung (theoretische Grundlagen, Apparate und Fehlerquellen).

a) Theorie des Ebertschen Ionenaspirators (Ionenzählers). Da in dem Ausdruck für die polare Leitfähigkeit nur das Produkt von Ionenzahl ( $n$ ) und Ionenbeweglichkeit ( $k$ ), nicht aber diese Größen einzeln enthalten sind, so genügt die Angabe der Leitfähigkeit allein keineswegs zur Charakterisierung des jeweiligen Ionisationszustandes. Es sind daher eigene Methoden ausgearbeitet worden, die gestatten, die Zahl und die mittlere Beweglichkeit der beiden Hauptgruppen von Ionen zu bestimmen.

Zuerst hat H. Ebert<sup>1)</sup> einen Aspirationsapparat zur Bestimmung der Zahl der kleinen (leichtbeweglichen) Ionen pro Volumeneinheit angegeben, der gewöhnlich als Ebertscher Ionenzähler bezeichnet wird. Die Theorie dieses Apparates ist schon beim Gerdienschen Apparat (§ 7) abgehandelt, da ja prinzipiell die beiden Apparate gleichartig sind. Nur wird eben beim Ebertschen Apparat Rohrdimension, Luftgeschwindigkeit ( $G$ ) und Potential der inneren Elektrode ( $V$ ) so gewählt, daß sämtliche kleinen Ionen aus der hindurchgesaugten Luft abgefangen werden. Es ist dies dann der Fall, wenn die Luftgeschwindigkeit die folgende Ungleichung befriedigt:

$$G \leq \frac{2k \cdot l \cdot V}{(r_a^2 - r_i^2) \log r_a/r_i}.$$

Wenn dies der Fall ist, so bringt eine Spannungssteigerung keine Vergrößerung des Spannungsabfalls pro Zeiteinheit hervor.

<sup>1)</sup> Phys. ZS. 2, 662; Arch. de Genève 12, 97, 1901; Verh. d. D. Phys. Ges. 7, 2, 34, 1905.

Ist dann  $W = r_a^2 \cdot \pi \cdot G$  die Fördermenge des Aspirators, d. h. die pro Sekunde abgesaugte Luftmenge in Kubikzentimeter und wird in  $t$  Sekunden ein Spannungsabfall des Elektrometers von  $V$  auf  $V'$  Volt beobachtet (Division durch 300 gibt die Umrechnung auf elektrostatische Einheiten), so ist der Ladungsverlust des Systems Elektroskop plus Kondensator (Gesamtkapazität  $C$ ) gleich der an Ionen gebundenen, in derselben Zeit an die Elektrode gelangenden entgegengesetzten Ladung

$$W \cdot n \cdot \varepsilon \cdot t = \frac{C}{300} (V - V').$$

Aus dieser Formel läßt sich dann  $n \cdot \varepsilon$ , das Produkt der Ionenzahl pro Kubikzentimeter und der Elementarladung, ermitteln, wobei natürlich je eine Messung bei positiver und bei negativer Ladung der Innenelektrode erforderlich ist. Division durch  $\varepsilon$  gibt dann die gesuchte Ionenzahl  $n$ . Von dem bei laufendem Ventilator bestimmten Spannungsverlust pro Sekunde  $(V - V')/t$  ist noch der Spannungsverlust bei ruhendem Ventilator und bei abgeschlossenem Rohr als meist ganz geringfügiges Korrektionsglied abzuziehen.

Bei den älteren Ebertschen Apparaten mit 30 cm langem und 3 cm weitem Außenrohr und Elster-Geitelschem Blättchenelektroskop war zu einer einzelnen Bestimmung eine Aspirationszeit von mindestens 15 Minuten erforderlich. Durch Anwendung von größerer Fördermenge und empfindlicheren Fadenelektrometern ist diese Zeit auf 2 bis 5 Minuten gekürzt worden. Die Aspiration wird gewöhnlich durch ein Federuhrwerk besorgt, wobei die Luftgeschwindigkeit 2 m/sec nicht übersteigt. Die neueren Apparate haben das Aspirationsrohr vertikal gelagert, was den Vorteil hat, daß Störungen durch eingesaugte Insekten weniger oft vorkommen. Meist ist zu demselben Zwecke auch eine stumpfe kegelförmige Schutzkappe über der oberen Mündung des Rohres angebracht (siehe Abb. 6, S. 36). Die neueren Apparate sind so dimensioniert, daß bei einer Spannung von 200 Volt an der Innenelektrode noch Ionen bis zur Beweglichkeit 0,03 cm/sec : Volt/cm abgefangen werden. Es wird also dann auch ein Teil der mittleren und schwerbeweglichen Ionen abgefangen und dies ist bei der Diskussion der Resultate wohl zu berücksichtigen. Insbesondere tritt dies als Unsicherheit dort zutage, wo eine größere Zahl von

großen Ionen in der Regel vorkommt. Es ist dann empfehlenswert, Parallelmessungen mit einem kurzen Rohr (10 cm) zu machen, in dem die untere Beweglichkeitsgrenze der abgefangenen Ionen  $0,2 \text{ cm/sec: Volt/cm}$  beträgt.

b) Fehlerquellen der Ionenzählung und Normen für die Aufstellung der Apparate. Außer der letzterwähnten

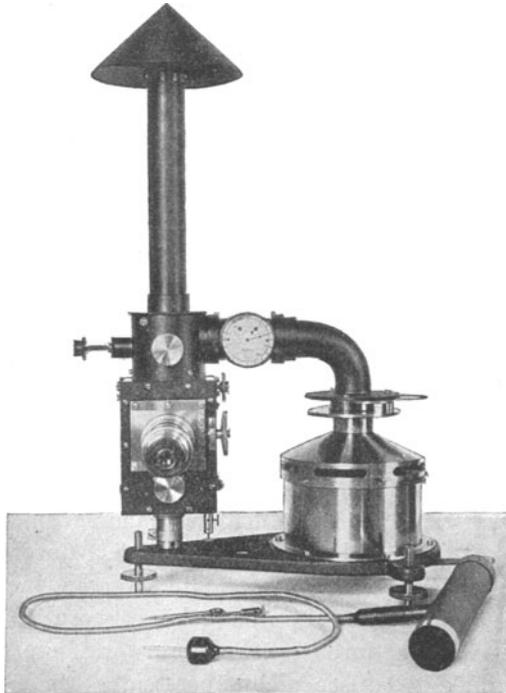


Abb. 6.

Ebertscher Ionenzähler mit Wulf-Elektrometer (Günther & Tegetmeyer, Braunschweig).

Unsicherheit, die nur bei Anwesenheit einer sehr großen Zahl schwerbeweglicher Ionen auftritt, sind noch zwei mögliche Fehlerquellen zu beachten: 1. der Einfluß der Ablagerung radioaktiver Substanzen während der Aspiration und 2. der Einfluß des Erdfeldes bei frei aufgestelltem Apparat.

Bezüglich des erstgenannten Effektes hat Kurz (l. c. S. 27) gezeigt, daß bei den älteren Ebertschen Apparaten durch diese Ablagerungen eine Erhöhung der Ionenzahl der Freiluft um einige Prozent vorgetäuscht werden kann. Bei den neueren Aspirations-

apparaten, bei denen die Aspirationszeit nur mehr einige Minuten beträgt, kann dieser Effekt ganz vernachlässigt werden.

Das, was über die Einwirkung des Erdfeldes auf einen frei aufgestellten Apparat bei den Gerdienschen Leitfähigkeitsmessungen gesagt wurde („Elektrodenwirkung“), gilt natürlich auch für den Ionenzähler. Auch hier hat W. F. G. Swann<sup>1)</sup> als erster die Wirkung theoretisch und experimentell studiert. Er kommt zu dem Ergebnis, daß durch die genannte Influenzwirkung bei normal gerichtetem Erdfeld die Zahl der negativen Ionen sehr erheblich zu klein ausfallen kann. Auch bei den mit Schutzkappe oberhalb der Rohrmündung versehenen Ebertschen Aspiratoren besteht der Effekt, wie spätere Untersuchungen [H. Norinder<sup>2)</sup>, J. F. Mackell<sup>3)</sup>] zeigten. Bei Feldstärken von 30 bis 120 Volt/m fällt dann  $n_-$  um 17 bis 27 Proz. zu klein aus.

Man muß aus all diesen Versuchen den Schluß ziehen, daß auch der Ebertsche Ionenzähler (und zwar auch, wenn seine Mündung mit Schutzkappe versehen ist) so aufgestellt werden muß, daß er der Influenzwirkung des Erdfeldes gänzlich entzogen ist. Bei Messungen im freien Felde muß der ganze Apparat mit einem geerdeten, weitmaschigen Schutznetz umgeben sein, das genügend weit über der Rohrmündung emporragt.

Es darf nicht übersehen werden, daß, abgesehen von der Wirkung auf den Apparat, auch stets noch eine natürliche Einwirkung des Erdfeldes auf die Ionenverteilung in der Nähe der Erdoberfläche besteht, die als ein Überwiegen der positiven Ionen in Bodennähe zum Ausdruck kommt. Bei vollkommen ruhender Luft würde dieser Effekt aber schon in 20 m Höhe vollkommen verschwinden [Schweidler<sup>4)</sup>]. Swann<sup>5)</sup> hat vorgeschlagen, Messungen auf einem mindestens 15 m hohen Turm anzustellen, den Apparat aber hierbei nicht dem Erdfeld zu exponieren. Die in Turmhöhe fast stets vorhandene Luftströmung würde dann die Ausbildung stark unipolarer Schichten verhindern. Tatsächlich fand Gockel unter diesen Versuchsbedingungen das Verhältnis  $q = n_+/n_-$  nahe an Eins.

<sup>1)</sup> Terr. Magn. 18, 163; 19, 205, 1913/14; Phys. Rev. 21, 449, 1921.

<sup>2)</sup> Arkiv f. Mat., Astron. och Fysik 15, Nr. 2, Stockholm 1920.

<sup>3)</sup> Phys. Rev. (2) 21, 436, 1921 u. 17, 390, 1919.

<sup>4)</sup> Wiener Ber. (IIa) 117, 623, 1908.

<sup>5)</sup> Terr. Magn. 22, 1124, 1917.

c) Instrumentelle Verbesserungen. Bei den ursprünglichen Ebertschen Apparaten war die Bestimmung der Fördermenge mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden. Bei den von Günther & Tegetmeyer in Braunschweig und von Edelmann in München erzeugten Ionenzählern ist zu diesem Zwecke ein Rosenmüllersches Anemometer direkt im Aspirationsrohr hinter der Elektrode eingebaut. Das erstgenannte Instrument ist mit Wulfschem Zweifadenelektrometer, das zweitgenannte mit dem Lutzschen Einfadenelektrometer ausgestattet<sup>1)</sup>. Bei letzterem ist überdies ein variabler Kondensator miteingebaut, so daß das Elektrometer nur als Nullinstrument verwendet wird.

Eine noch empfindlichere und verbesserte Type des Ionenzählers hat W. F. G. Swann<sup>2)</sup> angegeben. Spezialanordnungen für Messungen der Ionenzahl im Flugzeug sind von A. Wigand und H. Koppe<sup>3)</sup> ausgearbeitet worden.

Apparate zur automatischen Registrierung der Ionenzahlen sind von C. Nordmann<sup>4)</sup> sowie von P. Langevin und M. Moulin<sup>5)</sup> konstruiert worden.

### § 10. Resultate der Ionenzählungen.

Da in den Ionenaspiratoren auch ein Bruchteil der großen Ionen abgefangen wird, sind die von den meisten Beobachtern als Zahl der leichten Ionen verzeichneten Beobachtungsergebnisse ein wenig zu hoch. Dies gilt auch zum Teil von den in der folgenden Tabelle zusammengestellten Messungen. Doch ist die Abweichung bei Landstationen mit reiner Luft und bei den Beobachtungen über dem Meere zu vernachlässigen und im übrigen läßt sie sich nur dort berechnen, wo auch die Zahl der großen Ionen gemessen wurde (vgl. § 13).

In der Tabelle sind der Einfachheit halber die Produkte der Ionenzahl pro Kubikmeter und der Ionenladung  $10^6 \cdot n_{+} \cdot e$  bzw.

<sup>1)</sup> Münchener Sitz.-Ber. 1909, 14. Abh.

<sup>2)</sup> Terr. Magn. **19**, 171, 1914.

<sup>3)</sup> Naturwissensch. **7**, 487, 1919. Mitt. d. Naturf. Ges. Halle a. S. **6**, 3—14, 1921.

<sup>4)</sup> Compt. rend. **138**, 1418, 1596, 1904; **140**, 430; **141**, 945, 1905.

<sup>5)</sup> Compt. rend. **140**, 305, 1905; Bull. Soc. Franc. 1907, S. 264; Le Radium **4**, 218, 1907.

$10^6 \cdot n_{\pm} \cdot e$  angegeben, welche wir als Ionendichte <sup>1)</sup> mit  $E_+$  bzw.  $E_-$  bezeichnen wollen.

Die Ionendichten  $E_{\pm}$  sind natürlich unabhängig von der Größe der Ionenladung. Nimmt man letztere zu  $4,77 \cdot 10^{-10}$  elektrostatische Einheiten an, so entspricht z. B. einem Werte  $E_{\pm} = 0,40$

Autor	Ort	$E_+$	$E_-$	$q_E$
Lüdeling (1901) . . . . .	Helgoland	0,25	0,13	1,92
„ (1904) . . . . .	Potsdam	0,37	0,30	1,23
Simpson (1904) . . . . .	Lappland	0,38	0,33	1,15
Gockel (1904/05) . . . . .	Freiburg (Schweiz)	0,34	0,25	1,36
Ebert (1905) . . . . .	München	0,53	0,42	1,26
„ (1905) . . . . .	Barcelona	0,30	0,23	1,28
„ (1905) . . . . .	Golf von Lyon	0,19	0,18	1,06
Linke (1906) . . . . .	Pazifischer Ozean	0,20	0,20	1,00
Eve (1907) . . . . .	Atlantischer Ozean	0,33	0,27	1,24
Pacini (1908) . . . . .	Mittelmeer	0,43	0,28	1,52
A. Wagner (1910) . . . . .	Ungarische Tiefebene	0,52	0,40	1,30
Dorno (1910) . . . . .	Davos	0,59	0,48	1,23
Knoche (1909) . . . . .	Bolivianische Kordillere	1,12	0,96	1,17
Hess u. Sensel (1910) . . . . .	Donauauen b. Wien	0,38	0,34	1,12
Simpson u. Wright (1911) . . . . .	Atlantischer Ozean	0,37	0,31	1,19
Berndt (1911/12) . . . . .	„ „	0,32	0,30	1,07
„ (1911/12) . . . . .	Buenos Aires	0,34	0,32	1,06
Dobson (1909/12) . . . . .	Kew (England)	0,21	0,15	1,40
Koblausch (1912/13) . . . . .	Seeham (Salzburg)	0,31	0,30	1,03
Berndt (1914) . . . . .	Amazonenstrom	0,18	0,17	1,06
„ (1913/14) . . . . .	Atlantischer Ozean	0,27	0,29	0,93
Knoche (1912) . . . . .	Osterinsel (Pazif. Ozean)	0,48	0,48	1,00
Buchheim u. Dember . . . . .	Pik von Teneriffa	0,78	0,38	2,05
Wright u. Smith (1914) . . . . .	Manila (Philippinen)	0,20	0,18	1,11
„ „ „ (1914) . . . . .	Mount Pauai (2460 m)	0,58	0,37	1,57
L. A. Bauer, Fleming usw. . . . .	Pazifischer Ozean	0,37	0,31	1,22
Gockel (1913/15) . . . . .	Freiburg (Schweiz)	0,48	0,43	1,11
„ (1915/16) . . . . .	Kl. Scheidegg (2100 m)	0,68	0,50	1,36
„ (1915/16) . . . . .	Jungfrauoch (3700 m)	0,72	0,42	1,71
„ (1915/16) . . . . .	Aletschgletscher	1,37	0,87	1,58
A. Riegl (190/911) . . . . .	Ungarische Tiefebene	0,46	0,43	1,07
Bauer u. Swann (1916) . . . . .	Sub-Antarktischer Ozean	0,36	0,30	1,22
A. Gockel (1911) . . . . .	Im Ballon (4000 bis 4500 m)	0,46	0,47	0,98
A. Wigand (1919) . . . . .	Im Flugzeug (5200 m)	1,14	0,94	1,23

<sup>1)</sup> Die ganz unsachgemäße Bezeichnung „Ionendichte“ für  $E$  wird nur deshalb beibehalten, weil sie sich in der Literatur schon eingebürgert hat.

ESE/cbm eine Ionenzahl von 838, dem Werte  $E_{\pm} = 0,20$  eine Ionenzahl von 419 pro Kubikzentimeter. Der Quotient  $q_E = E_{+}/E_{-}$  gibt wieder ein Maß für die Unipolarität, während die Differenz  $E_{+} - E_{-}$  dem Überschuß der freien positiven Ladung im Kubikmeter entspricht. Aus der vorstehenden Tabelle geht hervor; daß die Ionendichte geringeren Schwankungen unterliegt, als die Leitfähigkeit. Fast überall überwiegt die positive Ionendichte, auch über dem Meere.

Die Werte über Festland (in allen Breiten) sind nicht größer als über dem Ozean, wie besonders durch die zahlreichen Messungen auf den Fahrten der Forschungsschiffe der Carnegie Institution auf allen Meeren sichergestellt wurde. Die Messungen auf Berggipfeln und in Luftfahrzeugen ergeben durchweg eine sehr starke Zunahme der Ionendichte mit der Höhe, auf Bergen ist die Unipolarität besonders stark ausgeprägt. Das Verhalten der Ionendichten über dem Ozean ist um so bemerkenswerter, als dort, wie wir später noch sehen werden, eine der Hauptquellen der Ionisation, nämlich die radioaktiven Substanzen, fast gänzlich fehlt. Die Diskussion dieser Verhältnisse wird bei der Besprechung der Ionisierungsbilanz (§ 27) gegeben werden.

Ebenso wie die Leitfähigkeit weist auch die Ionendichte einen jährlichen und täglichen Gang auf. Auf beiden Hemisphären fällt das Minimum der Ionendichte auf die Wintermonate, das Maximum auf die warme Jahreszeit. Ersteres fällt nach Gockel mit dem Maximum der Schneebedeckung des Bodens zusammen. Nicht so regelmäßig und jedenfalls örtlich recht verschieden ist der tägliche Gang. Viele Beobachter finden eine doppelte tägliche Periode: die Maxima fallen auf die ersten Morgen- und Nachmittagsstunden, die Minima auf den Vormittag und die Abendstunden. Auf den Meeren besteht nach den Ergebnissen der „Carnegie“-Fahrten ein einfacher täglicher Gang mit sehr geringer Amplitude: die Zahlen bei Tag sind etwas höher als die bei Nacht. Auch über Festland ist die Tagesschwankung der Ionendichte geringer als die der Leitfähigkeit.

Diejenigen meteorologischen Faktoren, welche die Leitfähigkeit stark beeinflussen, wirken auch auf die Ionendichte ein:

Alle Beobachter finden an Tagen mit hoher Sichtigkeit der Luft hohe Ionendichte. Ferner besteht ein deutlicher Zusammenhang mit der Temperatur. Am deutlichsten vielleicht tritt die

Symbasie zwischen Ionendichte und Temperatur bei den Messungen von Simpson in Lappland zutage. Dagegen besteht nach den Ergebnissen der meisten Beobachter Antibasie zwischen Ionendichte und relativer Feuchtigkeit, d. h. steigender relativer Feuchtigkeit entsprechen kleinere Ionendichten.

Der Zusammenhang mit Barometerstand und Barometergang ist örtlich verschieden und jedenfalls durch andere Faktoren stark verwischt. Nachdem die großen Ionen aus den kleinen Ionen durch Anlagerung an Kondensationskerne usw. entstehen, so ist zu erwarten, daß die Zahl der kleinen Ionen mit wachsendem Staubkerngehalt der Luft abnimmt. Dies wurde auch sehr schön von Gockel und anderen festgestellt. In den Alpen bringt der Föhn sehr starke Vermehrung der Ionenzahl hervor (Dorno, Huber, Gockel), was wohl auf das Herabkommen der reinen, kernarmen Höhenluft zurückzuführen ist. Dementsprechend wirken andererseits Dunstschichten erniedrigend auf die Ionendichte ein.

Durch Schnee und leichten Regen tritt meist eine schwache Verminderung der Ionendichte ein. Starker Regen bewirkt häufig eine starke Erhöhung der negativen Ionendichte, da durch Zerspritzen der Tropfen (Lenard-Effekt) in der Luft vorwiegend negative Ionen entstehen. Der Einfluß der Windrichtung ist örtlich ganz verschieden. Allgemein festgestellt ist dagegen eine Erhöhung der Ionendichte bei zunehmender Windstärke, was darauf zurückgeführt wird, daß durch die saugende Wirkung des Windes auf die Erdkapillaren stark ionisierte Bodenluft in die Atmosphäre austritt. Ferner besteht ein sehr deutlicher Parallelismus zwischen dem Gehalt der Luft an radioaktiven Substanzen und der Ionendichte [Hess und v. Sensel]<sup>1)</sup>.

Von außerterrestrischen Beeinflussungen seien die folgenden erwähnt: beim Durchgang der Erde durch den Schweif des Halleyschen Kometen (1910) wurde an drei von fünf Beobachtungsorten eine zeitweise Erhöhung der Ionenzahl bemerkt, an den zwei übrigen war keine Änderung zu finden. — Die recht zahlreichen Beobachtungen der Ionendichte bei Sonnenfinsternissen haben zum Teil widersprechende Ergebnisse geliefert. Die Mehrzahl der Beobachter berichtet von einer Verringerung der Ionendichte während der Totalität. Die Ergebnisse können noch

---

<sup>1)</sup> Wiener Ber. (IIa) 120, 139, 1911.

keineswegs als gesichert gelten. Wenn überhaupt ein Einfluß der Sonnenbedeckung auf die Ionendichten besteht, so ist er jedenfalls geringer als der Einfluß auf die Leitfähigkeit; dies steht im Einklang damit, daß die meisten Beobachter eine starke Beeinflussung der mittleren Ionenbeweglichkeit während der Sonnenbedeckung gefunden haben.

Die Beobachtungen auf Bergen und in Luftfahrzeugen ergeben übereinstimmend eine starke Zunahme der Ionendichte mit der Höhe (siehe Tabelle). Man war anfangs geneigt, dies auf eine direkte ionisierende Wirkung des Sonnenlichtes zurückzuführen. Aber abgesehen davon, daß Wright und Smith<sup>1)</sup> am Mount Pauai (2460 m) in den Tropen keinen Unterschied der Ionendichte bei direktem Sonnenlicht und im Schatten gefunden haben, steht es experimentell unzweifelhaft fest, daß die als Ionisator wirksamen Spektralbezirke überhaupt nicht in die Troposphäre gelangen können, da das Sonnenspektrum in 9 km Höhe bei  $\lambda = 290 \mu\mu$  endet [Miethe und Lehmann<sup>2)</sup>, Wigand<sup>3)</sup>].

Die Zunahme der Ionendichte mit der Höhe läßt sich durch die Zunahme der Wirkung eines Ionisators, der auch an der Erdoberfläche eine Rolle spielt, nämlich der sogenannten durchdringenden Höhenstrahlung [vgl. § 23, (6)] erklären. Nebenbei spielt auch die Abnahme der Zahl der Staubkerne mit der Höhe insofern eine Rolle, als dort dann die Zahl der großen Ionen gegenüber der der kleinen Ionen stark zurücktritt.

### § 11. Die Bestimmungen der mittleren Beweglichkeit.

Zur Bestimmung der Geschwindigkeit der Gasionen im elektrischen Felde sind zahlreiche exakte Meßmethoden ersonnen worden, von denen jedoch die meisten nur bei künstlich ionisierten Gasen anwendbar sind. Für die Freiluft liegen die Verhältnisse weitaus komplizierter, denn an sich ist ja schon die sehr schwache natürliche Ionisation der Freiluft eine bedeutende Erschwerung für die praktische Durchführbarkeit derartiger Messungen. Ferner muß der mit dem Staub- und Wasserdampfgehalt wechselnde Gehalt der Luft an mittel- und schwerbeweglichen Ionen in Betracht gezogen werden.

<sup>1)</sup> Phys. Rev. (2) 7, 19, 1916.

<sup>2)</sup> Sitz.-Ber. d. Kgl. Preuß. Akad. d. Wiss. VIII, 1900.

<sup>3)</sup> Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 1090; Phys. ZS. 14, 1144, 1913.

In Freiluft sind also Ionen von sehr verschiedenen Beweglichkeiten  $k_1, k_2 \dots k_m$  nebeneinander vorhanden, und da man für Messungen in Freiluft im wesentlichen doch nur transportable Anordnungen benutzen kann, bestimmt man gewöhnlich eine mittlere Ionenbeweglichkeit  $\bar{k}$ , welche durch die folgende Formel definiert ist:

$$\bar{k} = \frac{n_1 k_1 + n_2 k_2 + \dots + n_m k_m}{n_1 + n_2 + \dots + n_m},$$

wobei  $n_1 \dots n_m$  die Ionenzahlen pro Kubikzentimeter der verschiedenen Beweglichkeitsgruppen bezeichnet. Natürlich wäre für die positive und für die negative mittlere Beweglichkeit je eine derartige Formel anzuschreiben.

In künstlich ionisierter, sorgfältig getrockneter und staubfreier Luft betragen die Beweglichkeiten, ausgedrückt in cm/sec pro Volt/cm, etwa 1,9 für die negativen, 1,4 für die positiven Ionen. Diese Zahlen entsprechen natürlich der Beweglichkeit der leichten Ionen.

Für luftelektrische Zwecke brauchbare Methoden zur Bestimmung der mittleren Beweglichkeit sind von H. Gerdien<sup>1)</sup> und von H. Mache<sup>2)</sup> ausgearbeitet worden.

Saugt man den ionenführenden Luftstrom durch einen Zylinderkondensator, so gelten für die Berechnung der an die axiale Innenelektrode abgelagerten Ionen die früher (§ 7) abgeleiteten Formeln.

a) Die Gerdiensche Anordnung. Bei dieser werden zwei koaxiale hintereinanderliegende Zylinderkondensatoren verwendet: dem mit bestimmter Geschwindigkeit durchfließenden Luftstrom wird in dem ersten Kondensator, zwischen dessen Elektroden ein hinlänglich schwaches Feld besteht (Vorbereitung für die Leitfähigkeitsmessung), ein meßbarer Betrag seines Ionengehaltes entzogen, der Rest wird in dem zweiten Zylinderkondensator mit hinreichend starkem elektrischen Feld abgefangen. Beide Innenelektroden sind mit Elektrometern verbunden. Die Summe der Ladungsverluste beider Elektrometer gibt daher wie eine gewöhnliche Ionenzählung eine der Ionendichte proportionale Größe, während der Ladungsverlust des ersten Kondensators allein der

<sup>1)</sup> Phys. ZS. **4**, 632, 1903; Göttinger Nachr. 1903, S. 383.

<sup>2)</sup> Phys. ZS. **4**, 717, 1903.

polaren Leitfähigkeit desselben Vorzeichens proportional ist. Der Quotient der so ermittelten Größen  $\lambda = \sum_{\nu=1}^m n_{\nu} \cdot k_{\nu} \cdot \varepsilon$  und  $E = \sum_{\nu=1}^m n_{\nu} \cdot \varepsilon$  ist dann die oben definierte „mittlere Ionenbeweglichkeit“.

b) Die Machesche Anordnung. Diese beruht auf analogem Prinzip, hat aber weitere Verbreitung gefunden, da sie durch einen einfachen Zusatzbestandteil (Vorsteckkondensator) die Beweglichkeitsmessung mittels jedes gewöhnlichen Ebertschen Ionenzählers ermöglicht.

Der Vorsteckkondensator besteht aus einem Rohr von gleicher Weite, wie das Außenrohr des Ebert-Apparats und einem innen axial liegenden Stift, der mit Hilfe einer kleinen Batterie auf ein bekanntes, niedriges Potential (3 bis 15 Volt) geladen gehalten wird. Wie bei der Gerdienschen Anordnung wird auch hier im Vorschaltkondensator dem Luftstrom nur ein Teil seiner Ionen entzogen. Die Bestimmung der mittleren Ionenbeweglichkeit erfordert hier zwei unmittelbar aufeinanderfolgende Messungen: 1. Bei geladenem Hilfskondensator wird der Ladungsverlust  $E'$  des Ebertschen Apparats bestimmt. 2. Die analoge Messung bei geerdetem Hilfskondensator ergibt die normale Ionenzählung ( $E$ ). Die Beweglichkeit  $k$  berechnet sich aus der Formel  $k = C \frac{E - E'}{E}$ , wo  $C$  eine Konstante ist, die von der Fördermenge, dem Potential des Vorschaltkondensators usw. abhängt. Hierbei ist natürlich vorausgesetzt, daß sich der Ionengehalt der Luft während der Meßzeit nicht geändert hat.

Durch die früher (§ 7) schon erwähnten Einwände von W. F. G. Swann<sup>1)</sup> gegen die Verwendung des berechneten Wertes der Teilkapazität eines vom ionenführenden Luftstrom bespülten Zylinderkondensators an Stelle des experimentell bestimmten Wertes sind die von Gerdien und Mache angegebenen Formeln für die mittlere Beweglichkeit korrekturbedürftig geworden. Die Größe der Abweichung ist experimentell nicht ermittelt worden doch wird sie gleich groß wie bei den Leitfähigkeitsmessungen sein (S. 24). Leider sind fast alle experimentell ermittelten Beweg-

<sup>1)</sup> Terr. Magn. 19, 175, 1914.

lichkeitswerte mittels der unkorrigierten Formel erhalten worden und eine nachträgliche Umrechnung derselben ist bei der Unkenntnis der bei den einzelnen Apparaten vorhandenen Kapazitätswerte unmöglich. Die richtiggestellten Formeln werden in einem ausführlichen Werke über atmosphärische Elektrizität entwickelt [Benndorf und Hess, vgl. Fußnote <sup>3)</sup> auf S. 27].

Die Messung der mittleren Beweglichkeit beider Ionenarten erfordert bei der Macheschen Anordnung vier aufeinanderfolgende Messungen, falls man nur einen Ebertschen Aspirator zur Verfügung hat. Gleichzeitig erhält man zwei Ionenzählungen als Resultat. Die Gerdiesche Methode gibt außerdem unmittelbar zwei Werte der polaren Leitfähigkeit, da dort auch der Vorkondensator mit Elektrometer versehen ist. Eine sorgfältige Nachprüfung der Macheschen Methode durch K. W. F. Kohlrausch <sup>1)</sup> hat unter anderem ergeben, daß es nötig ist, die Aspirationsgeschwindigkeit im Apparat auf mindestens  $2\frac{1}{2}$  m zu steigern, um den Einfluß der Ionendiffusion im Rohr verschwindend klein zu machen.

## § 12. Resultate der Messungen der mittleren Ionenbeweglichkeit.

Die nach den erwähnten Methoden von Gerdien und Mache ausgeführten Messungen haben gezeigt, daß die mittlere Ionenbeweglichkeit in Freiluft zwar von gleicher Größenordnung, aber doch etwas geringer ist als die in getrockneter sorgfältig staubfrei gemachter Luft bei Laboratoriumsversuchen bestimmten Werte für die kleinen Ionen (vgl. S. 43).

In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Resultate zusammengestellt. Wegen der fehlenden Swannschen Kapazitätskorrektur sind die angegebenen Werte, soweit sie älteren Arbeiten nach direkten Methoden (Mache, Gerdien) entnommen sind, um etwa 20 Proz. zu hoch. In der Tabelle sind außerdem noch Mittelwerte der Beweglichkeiten angegeben, welche indirekt, d. h. als Quotient der beobachteten mittleren polaren Leitfähigkeit und der beobachteten mittleren Ionenzahl an der betreffenden Station erhalten wurden.

---

<sup>1)</sup> Wiener Ber. (IIa) **123**, 1929, 1914.

Autor	Ort und Zeit	$k_+$	$k_-$	Methode
Gerdien . . . . .	Göttingen 1903	1,36	1,63	direkt
Mache u. Schweidler	Seewalchen (Oberösterreich) 1904	1,02	1,25	"
Elster, Geitel, Harms . . . . .	Palma (Balearen) 1905	0,83	0,90	"
Gockel . . . . .	Freiburg (Schweiz) 1907	0,9 bis 1,2	1,0 bis 1,3	"
" . . . . .	" " 1915/16	0,94	0,97	indirekt
Berndt . . . . .	Amazonenstrom 1912	0,63	0,67	"
" . . . . .	Buenos Aires 1912	0,71	0,77	"
Kohlrausch . . . .	Seeham (Salzb.) 1912/13	1,05	1,05	direkt
Dobson . . . . .	Eskdalmuir (Schottland) 1909/11	0,92	0,93	"
Gockel . . . . .	Eggishorn (Schw.) 1916	bis 1,4	bis 1,3	indirekt
Knoche . . . . .	Kordilleren (Bolivia) 1909	3,3	1,9	"
Wigand . . . . .	In 3000 m Höhe, Ballon 1914/20	6 bis 8	4 bis 6	"
" . . . . .	In 4000 m Höhe, Ballon 1914/20	9,2	5,8	"
Berndt . . . . .	Atlantischer Ozean 1914	1,13	0,97	"
Bauer, Swann usw.	Pazif. Ozean 1907/16	1,30	1,30	"
" " "	" " 1915/16	1,30	1,31	"
" " "	Sub-Antarkt. Ozean 1915/16	1,29	1,26	"
" " "	Mittel v. Landbeobacht. Verschiedene Stationen	1,08	1,22	"

Man ersieht, daß die mittlere Beweglichkeit in Freiluft an verschiedenen Orten recht wenig verschieden ist und im Mittel etwa 1 cm/sec: Volt/cm beträgt. Über Land ist  $k_-$  meist etwas größer als  $k_+$ , über See aber ist der Unterschied der beiden Beweglichkeiten verschwindend klein, während der Absolutwert über dem Meere (1,3) doch höher ist als über dem Festland, was wohl auf die geringe Zahl großer Ionen in der Seeluft zurückzuführen ist.

In größerer Seehöhe werden erhöhte Werte der Beweglichkeit beobachtet. Theoretisch ist zu erwarten, daß die Ionenbeweglichkeit verkehrt proportional mit dem Luftdruck sich ändert. Bei der geringen Zahl der Ballonbeobachtungen und der oft recht ungleichmäßigen Abnahme der Staubkernzahl mit der Höhe kann man nicht erwarten, dieses Gesetz bei den vorliegenden Messungen in der freien Atmosphäre bestätigt zu finden.

Was den Einfluß meteorologischer Faktoren auf die mittlere Beweglichkeit der Ionen betrifft, so wurde wohl am eingehendsten der der Feuchtigkeit studiert. Laboratoriumsversuche ergeben für die negativen kleinen Ionen deutliche Abnahme der Beweglichkeit bei hoher relativer Feuchtigkeit, bei den positiven fast keine Änderung. Die Resultate der Beobachtungen in Freiluft sind teilweise widersprechend: Schweidler in Seeham (Salzburg) und Gockel in Freiburg (Schweiz) fanden Verminderung von  $k_+$  und  $k_-$  um 1 bis 25 Proz. bei Steigerung der relativen Feuchtigkeit von 40 auf 90 Proz. Kohlrausch in Mattsee (Salzburg) und Berndt in Buenos Aires fanden dagegen eine schwache Zunahme beider Beweglichkeiten bei Zunahme der relativen Feuchtigkeit. Offenbar wird der Einfluß der Feuchtigkeit durch andere Faktoren oft ganz verwischt. Besonders stark ausgeprägt ist der Einfluß des Föhnwindes auf die mittlere Ionenbeweglichkeit in den Alpentalern. Nach B. Huber ist dieselbe bei Föhnlage etwa doppelt so groß wie bei normaler Wetterlage.

Man findet auch regelmäßige tägliche Variationen der mittleren Beweglichkeit (Mattsee, Buenos Aires, Eskdalmuir, Kew), die ebenso wie die örtlichen Verschiedenheiten im wesentlichen durch Variationen der Zahl der Staubkerne bedingt sein wird. Die bei Sonnenfinsternissen meist festgestellte Verringerung der Ionenbeweglichkeit dürfte durch die sekundären meteorologischen Einflüsse während der Verfinsterung bewirkt sein.

### § 13. Die Messung der Beweglichkeit und der Zahl der großen Ionen.

Nachdem das Vorkommen schwerbeweglicher Ionen bei künstlicher Ionisation durch Townsend, McClelland, Lenard, Becker u. a. festgestellt worden war, hat in Freiluft, wie schon erwähnt, P. Langevin<sup>1)</sup> das Vorhandensein solcher „großer Ionen“ zuerst nachgewiesen und auch ihre Zahl und Beweglichkeit bestimmt. Ebenso wie bei den kleinen Ionen wurde auch hier die Zelenysche Methode der „senkrechten Geschwindigkeiten“ (vgl. § 7) in einem Zylinderkondensator verwendet. Die Theorie der Messung ist bei der allgemeinen Besprechung solcher Aspirationsapparate (§ 7) bereits behandelt worden.

<sup>1)</sup> Compt. rend. 140, 232, 1905.

Wenn man bei konstanter Geschwindigkeit des durch den Zylinderkondensator gesaugten Luftstromes die Spannung an der inneren Elektrode steigert, so steigt die Zahl der an dieser Elektrode abgelagerten Ionen und somit auch die Entladungsgeschwindigkeit des mit ihr verbundenen Elektrometers so lange linear an, bis alle Ionen der betreffenden Beweglichkeitsgruppe (es sei zunächst nur eine einzige Beweglichkeitsgruppe angenommen) an die Elektrode gelangen. Die Kurve, welche dann die Abhängigkeit der Stromstärke (Entladungsgeschwindigkeit) von der Spannung angibt, würde also, von Null linear ansteigend, bei Erreichung der kritischen Spannung  $\bar{V}$  einen scharfen Knick aufweisen und von da an in ein der Abszissenachse (welche die Spannungen darstellt) paralleles Stück übergehen. Sind nun mehrere Ionenarten desselben Vorzeichens vorhanden, so müssen sich in dieser Kurve ebenso viele Knickpunkte ergeben, als Beweglichkeitsgruppen vorhanden sind, wobei das horizontale Kurvenstück erst dann einsetzt, wenn die Spannung so hoch gesteigert worden ist, daß auch die Ionen der schwerstbeweglichen Art vollständig abgefangen werden.

Wird die Spannung, bei der ein Knickpunkt der Strom-Spannungscharakteristik gefunden wurde, mit  $\bar{V}$  bezeichnet, so ist die Beweglichkeit der Ionen, die diesem Punkte entspricht,

$$k = \frac{\Phi}{2 \pi \cdot l \cdot \bar{V}} \cdot \log r_a/r_i.$$

Sind  $m$  Knickpunkte vorhanden, so sind auch  $m$  verschiedene Beweglichkeitsgruppen vorhanden,  $k_1 \dots k_m$ , die aus den zugehörigen „Knickspannungen“  $\bar{V}_1 \dots \bar{V}_m$  berechnet werden. In der Formel bedeutet  $\Phi$  die Luftmenge, die pro Sekunde den Aspirator durchströmt,  $l$  die Länge der Innenelektrode,  $r_a$  und  $r_i$  die Radien des Außenrohres und der axialen Innenelektrode. Aus praktischen Gründen, nämlich um mit mäßigen Spannungen das Auslangen zu finden, wählt man  $r_a$  und  $r_i$  wenig verschieden, so daß die Luft nur einen engen Zwischenraum zwischen Innenzylinder und Außenrohr durchströmt. Beim Langevinschen Apparat ist  $r_a = 3,5$  cm,  $r_i = 2,5$  cm,  $l = 120$  cm. Es genügt dann eine Spannung von 350 Volt bei einer Fördermenge von 100 Litern Luft in 6 Minuten, um auch die schwerbeweglichen Ionen zur Gänze abzulagern.

Derselbe Apparat kann auch zur Bestimmung der Zahl der großen Ionen benutzt werden, wenn man gleichzeitig mit einem Ebertschen Ionenzähler oder einem analog gebauten kleineren Aspirationsapparat die Zahl der kleinen Ionen ermittelt. Diese Anordnung haben P. Langevin und Moulin<sup>1)</sup> auch zur fortlaufenden Registrierung der Ionendichten der kleinen und der großen Ionen. ausgebaut. Leider ist die Apparatur etwas kompliziert, so daß sie bisher nicht von anderen Autoren verwendet worden ist. Sei die Zahl der großen Ionen pro Kubikzentimeter  $N$ , die der kleinen  $n$ , so ergibt der große Langevinsche Aspirator die Zahl  $(N + n)$ , der kleine  $n$ , so daß man die Zahl der großen Ionen als Differenz der beiden Meßresultate erhält. Eine Vereinfachung der Langevinschen Anordnung, jedoch nicht für Registrierungen geeignet, wurde von A. Gockel<sup>2)</sup> angegeben. Bei dieser wird nur ein Aspirator von beiläufig denselben Abmessungen benutzt, wie der Langevinsche; die Innenelektrode ist mit einem Quadranten-elektrometer verbunden und es werden bei Steigerung der Feldstärke zwischen Innen- und Außenelektrode die Aufladegeschwindigkeiten des Elektrometers beobachtet. Aus der so erhaltenen Strom-Spannungscharakteristik und aus deren Knickstellen wird, wie bei der ursprünglichen Langevinschen Anordnung, Beweglichkeit und Zahl der verschiedenen Ionengruppen ermittelt. Analoge Apparate sind auch von A. Pollock<sup>3)</sup> bei der Entdeckung der „intermediären“ Ionen, sowie von J. A. McClelland und H. Kennedy<sup>4)</sup> verwendet worden.

Die schon wiederholt erwähnten Knicke in der Strom-Spannungskurve werden viel deutlicher, wenn man, wie O. Blackwood<sup>5)</sup> bei Versuchen mit künstlich ionisierter Luft gezeigt hat, als Innenelektrode des Zylinderkondensators zwei axial hintereinanderliegende, durch einen kurzen Luftzwischenraum getrennte Zylinder verwendet, von denen der erste geerdet, der zweite mit dem Elektrometer verbunden wird. Diese Anordnung ist aber nur für die Ermittlung der verschiedenen Beweglichkeiten der in Luft vorkommenden Ionengattungen, nicht aber zur Bestimmung der zugehörigen Ionenzahlen verwendbar.

1) Compt. rend. **140**, 305, 1905; Le Radium **4**, 218, 1907.

2) Neue Denkschr. Schweiz. Naturf. Ges. **54**, 1. Abh., 1917.

3) Le Radium **6**, 129, 1909; Phil. Mag. (6) **29**, 514, 636, 1915.

4) Proc. Roy. Irish Acad. (A) **30**, 72, 1912; **32**, 1, 1913.

5) Phys. Rev. (2) **16**, 85, 1920.

J. J. Nolan, B. K. Boylan und G. P. de Sachy<sup>1)</sup> haben Zahl und Einzelladung der 'großen Ionen nach einer eigenartigen Methode bestimmt: aus der angesaugten Luft werden im Zylinderkondensator alle großen Ionen in der gewöhnlichen Weise abgefangen und so deren Gesamtladung ermittelt. Die Zahl der großen Ionen wird dadurch ermittelt, daß Luftproben vor und nach Passieren des Kondensators mittels des Aitkenschen Staubkernzählers<sup>2)</sup> untersucht werden. Die vor Passieren des Feldes genommenen Proben liefern die Zahl der geladenen und der ungeladenen Kerne, während die nach Passieren des Feldes entnommenen Proben nur ungeladene Kerne enthalten können. Auf diese Weise wurde festgestellt, daß in Freiluft die schweren Ionen fast ausschließlich einfache Elementarladung tragen, während bei starker künstlicher Ionisierung, z. B. in Flammgasen, mehrfach geladene Ionen die Mehrzahl bilden.

Die großen Ionen bilden sich dadurch, daß die normalen kleinen Ionen sich an ungeladenen, in der Luft stets vorhandenen, schwebenden festen Teilchen, wie Verbrennungsprodukten, Staubteilchen u. dgl., oder an winzigen Nebeltröpfchen anlagern. In Stadtluft, die ja stets stark von Verbrennungsprodukten verunreinigt ist, finden sich demgemäß auch stets sehr viel mehr große Ionen, als in reiner Landluft. Große Ionen werden übrigens auch durch andere Einwirkungen erzeugt: z. B. ist nach den Untersuchungen von P. Lenard und Ramsauer sowie J. J. Nolan und J. Enright sichergestellt, daß durch Bestrahlung mit ultraviolettem Licht schwerbewegliche Ionen entstehen. J. J. Thomson und P. Langevin haben gezeigt, daß Wasser in Form von unsichtbaren Tröpfchen in der Atmosphäre existieren könne, auch wenn noch nicht der Sättigungspunkt erreicht ist. Die wahrscheinlichste Größe dieser Tröpfchen steht in guter Überein-

---

<sup>1)</sup> Proc. Roy. Irish Acad. (A) **37**, 1—12, 1925.

<sup>2)</sup> Dieser Apparat besteht aus einer zylindrischen, oben und unten mit Glasplatten hermetisch verschlossenen Kammer, in welche mittelst eines verschiebbaren Kolbens kleine Quantitäten Luft eingesaugt werden. Wird dann der Hahn geschlossen und durch plötzliche Abwärtsbewegung des Kolbens die innen befindliche Luft einer starken Expansion unterworfen, so tritt Nebelbildung ein, indem in der künstlich feucht gehaltenen Kammer der Wasserdampf an den in der Luft enthaltenen Staubteilchen und den sonstigen Kondensationskernen, deren Natur nicht genau bekannt ist, kondensiert, worauf die Teilchen zu Boden sinken und beim Auftreffen auf die mit Flächenmikrometerteilung versehene Glasplatte mittels Lupe subjektiv gezählt werden.

stimmung mit den Dimensionen der großen Ionen, welche sich aus ihrer Beweglichkeit im elektrischen Felde errechnen lassen. Für die aus solchen Wassertröpfchen bestehenden großen Ionen berechnet B. Chauveau einen Radius von  $10^{-6}$  cm.

Die Natur der „intermediären“ Ionen, deren Beweglichkeit zwischen der der kleinen Ionen (1 bis 2 cm/sec: Volt/cm) und der großen Ionen (0,0003 cm/sec: Volt/cm) liegt und der Größenordnung nach etwa 0,1 bis 0,01 cm/sec: Volt/cm beträgt, ist noch nicht näher geklärt. Sie sind außer von Pollock in Sydney auch noch an einigen anderen Orten festgestellt worden, so daß man wohl nicht zweifeln kann, daß sie, wenn auch vielleicht nur unter ganz bestimmten meteorologischen Verhältnissen, tatsächlich überall vorkommen können. Pollock fand, daß bei hohem Dunstdruck keine intermediären Ionen existieren, d. h. daß sie dann in schwerbewegliche Ionen sich umwandeln.

Die Zahl der schwerbeweglichen Ionen pro Kubikzentimeter beträgt in Sydney (nach Pollock) etwa 2000, die der intermediären 200 bis 1000, dagegen war die Zahl der kleinen Ionen abnorm niedrig (etwa 40). Dementsprechend ist auch die Gesamtleitfähigkeit der Luft in Sydney etwa 10 mal kleiner als in normaler, reiner Luft. In Washington hat Swann gelegentlich bis zu 60000 große Ionen pro Kubikzentimeter gefunden. In Freiburg (Schweiz) sind im Mittel (nach Gockel) neben 600 bis 700 kleinen Ionen beider Vorzeichen noch je 1700 bis 1800 große positive und negative große Ionen vorhanden. In Dublin schwankt die Zahl der großen Ionen pro Kubikzentimeter nach Nolan zwischen 3000 und 60000, während an der irischen Küste in einem kleinen Dorf die Zahl der großen Ionen kaum 1000 betrug.

Durch Multiplikation der Ionenzahlen mit der Elementarladung und Umrechnung auf 1 cbm erhält man die „Ionendichte“. Summiert man die Ionendichte der kleinen und großen Ionen für jedes Vorzeichen, so ergibt sich die freie elektrische Raumladung pro Kubikmeter durch Subtraktion der gesamten Ionendichten beider Vorzeichen voneinander. In Freiburg betrug z. B. die Ionendichte der großen und der intermediären Ionen

$$E_+ = 0,83, \quad E_- = 0,85 \text{ ESE/cbm,}$$

die der kleinen Ionen

$$E_+ = 0,33, \quad E_- = 0,30 \text{ ESE/cbm,}$$

daher ist die Raumladung von seiten der großen Ionen — 0,02 ESE/cbm, von seiten der kleinen dagegen positiv, + 0,03 ESE/cbm, insgesamt daher  $0,03 - 0,02 = + 0,01$  ESE/cbm.

Naturgemäß unterliegt die gesamte Ionendichte, ebenso wie die der schwerbeweglichen Ionen, ziemlich starken Schwankungen. Bemerkenswert ist die von Nolan festgestellte Parallelität zwischen Potentialgefälle und der Zahl der schweren Ionen, die sich sowohl im täglichen Gang dieser beiden Elemente als auch in den Tagesmitteln während eines Monats deutlich ausprägt. Dieses Verhalten steht in bestem Einklang mit der schon früher erwähnten Antibasie zwischen Leitfähigkeit und Potentialgefälle: bei hohen Werten des letzteren sinkt die Zahl der kleinen Ionen, da die der großen beträchtlich ansteigt, und dies bedingt eine Verminderung der Leitfähigkeit.

Bezüglich der Abhängigkeit der Ionendichte der großen Ionen von meteorologischen Faktoren liegen wenig Beobachtungen vor. Überhaupt wird die weitere Erforschung des Verhaltens dieser und der intermediären Ionen ein dankbares Feld für zukünftige Untersuchungen bilden.

Ebenso sind Bestimmungen der freien Raumladung der Luft nach der oben mitgeteilten Methode nur an einigen Stationen ausgeführt worden. Im allgemeinen kommen in der Nähe der Erdoberfläche (d. h. in 1 bis 2 m über dem Erdboden) positive und negative Raumladungen ungefähr gleich oft vor, wie z. B. die Messungen Gockels in Freiburg (Schweiz) zeigen.

### III. Die Ionisatoren der Atmosphäre.

#### § 14. Übersicht über alle in Betracht kommenden Ionisierungsquellen. Die Ionisatoren nicht-radioaktiven Ursprungs.

Nach der mannigfachen Veränderlichkeit der atmosphärischen Leitfähigkeit, der Ionendichte und anderer Ionenkonstanten nach Ort und Zeit wird man wohl schon erwarten, daß nicht eine einzige, sondern eine Vielheit von Ionisierungsquellen die beobachteten Ionisierungserscheinungen der Luft hervorruft. Es erwächst nun die Aufgabe, alle möglicherweise für die Atmosphäre in Betracht kommenden Quellen der Ionisierung auf ihre

Wirksamkeit quantitativ zu prüfen und schließlich eine Art Bilanz aufzustellen, welche zeigen soll, ob die bekannten Ionisatoren quantitativ ausreichen, um den experimentell beobachteten Ionisationszustand unserer Atmosphäre und womöglich auch seine örtlichen und zeitlichen Veränderungen zu erklären.

Es ist sehr zweckmäßig, bei der Besprechung der einzelnen, möglichen Quellen der Ionisierung diese in zwei Hauptklassen einzuteilen: in solche radioaktiven Ursprungs und solche nicht-radioaktiver Herkunft. An der Erdoberfläche spielen unter gewöhnlichen Umständen die letztgenannten eine untergeordnete Rolle. Wie gezeigt werden wird, rührt vielmehr die Ionisation unserer Atmosphäre der Hauptsache nach her von den Strahlen der radioaktiven Substanzen, der gasförmigen und festen Zerfallsprodukte des Radiums (bzw. Uraniums) und des Thoriums, ferner von sehr durchdringenden Strahlen, deren Ursprung noch nicht sicher bekannt ist. Diese sogenannte „Höhenstrahlung“ wird am Ende dieses Kapitels betrachtet werden (§ 23, c).

Bevor wir uns zur Betrachtung der radioaktiven Ionisatoren der Atmosphäre wenden, seien hier die Ionisatoren nicht-radioaktiven Ursprungs kurz besprochen. Als solche kommen in Betracht:

1. **Der lichtelektrische Effekt (Hallwachs-Effekt).** Dieser Effekt besteht bekanntlich darin, daß gewisse Substanzen, die man lichtelektrisch empfindlich nennt, die Eigenschaft haben, Elektronen abzugeben, wenn sie belichtet werden. Bei Atmosphärendruck wandeln sich diese Elektronen fast augenblicklich durch Anlagerung an Moleküle in normale kleine Ionen um. Es entstehen also in der Nähe einer photoelektrisch empfindlichen Oberfläche unter dem Einfluß des Lichtes ausschließlich negative Ionen. Wird ein elektrisches Feld angelegt, so entsteht eine rein unipolare Strömung, da eben nur Elektrizitätsträger des einen Vorzeichens vorhanden sind. Dieser Vorgang könnte, wie Elster und Geitel zuerst aufmerksam gemacht haben, für den Elektrizitätshaushalt der Erde von großer Bedeutung sein, falls an der Erdoberfläche genügend photoelektrisch empfindliche Substanzen vorhanden sind, die durch das Sonnenlicht zur Elektronenemission angeregt werden. Die Untersuchung der wichtigsten Konstituenten der Erdoberfläche (Wasser, Eis, Gesteine, Pflanzen usw.) hat das Ergebnis geliefert, daß zwar einige von ihnen in geringem Grade lichtelektrisch

empfindlich sind, daß aber diejenigen Spektralbezirke, welche bei ihnen die lichtelektrische Erregung hervorrufen (ultraviolette Strahlen von weniger als  $200\mu\mu$ ), in den unteren Schichten der Atmosphäre gänzlich fehlen; denn, wie schon erwähnt, hat man auf Ballonfahrten festgestellt, daß selbst in 9 km Höhe das Sonnenspektrum mit  $\lambda = 290\mu\mu$  endet. Die großen Wasserflächen der Erdoberfläche, die Meere, Flüsse und Seen, sind also unwirksam, ebenso die Festlandsflächen. Die etwas größere lichtelektrische Empfindlichkeit des Eises läßt es aber immerhin als möglich erscheinen, daß in den aus Eisnadeln bestehenden höchsten Cirruswolken durch die ultravioletten Strahlen der Sonne lichtelektrische Elektronenemission hervorgebracht wird.

**2. Die Ionisation durch ultraviolettes Licht.** Nach den Forschungen von Lenard, J. J. Thomson, Branly u. a. steht es fest, daß die ultravioletten Strahlen außer dem unter 1. besprochenen Effekt auch noch eine starke Ionisation im Innern jedes Gases hervorbringen. Dieser Volumeneffekt, auch Lenard-Effekt genannt, erzeugt also Ionen beider Vorzeichen. In den Hauptbestandteilen der Luft (Stickstoff, Sauerstoff) sind wieder nur die kurzweiligsten Strahlen des ultravioletten Spektralgebietes, nämlich die Wellenlängen von 120 bis etwa  $180\mu\mu$  als Ionisator wirksam. Strahlen von größerer Wellenlänge als  $180\mu\mu$  wirken nur auf gewisse Beimengungen der Luft, wie Kohlendioxyd und Ammoniak.

Innerhalb der Troposphäre kann nach dem unter 1. Gesagten daher keine direkte Ionisation der Luft durch die Sonnenstrahlen erfolgen. Für sehr viel höhere Schichten dagegen, etwa in jenen Regionen, in denen sich die Nordlichterscheinungen abspielen, wird bei Tag durch die Sonnenwirkung eine ganz enorme Ionisation erzeugt werden (vgl. § 28).

W. F. G. Swann<sup>1)</sup> hat berechnet, daß die dort erzeugte Leitfähigkeit etwa  $10^8$  mal größer ist, als in der Nähe des Erdbodens. Verschiedene Autoren haben angesichts der früher erwähnten Tatsache, daß die Leitfähigkeit auch schon in den ersten 10 km der Atmosphäre mindestens auf das Zehnfache ansteigt, die Anschauung vertreten, daß dies auf ein Herabdifundieren der Ionen aus den hochionisierten Schichten der Stratosphäre zurückzuführen sei. Nun ist aber zu bedenken, daß während

<sup>1)</sup> Terr. Magn. 21, 1, 1916.

dieses sicher sehr langsam vor sich gehenden Prozesses die unaufhörlich wirkende Wiedervereinigung zwischen positiven und negativen Ionen sehr rasch die Zahl der noch weiterbestehenden Ionen vermindert. Ferner wirkt ultraviolettes Licht nicht nur ionisierend, sondern es bildet auch Nebelkerne, z. B.  $\text{H}_2\text{O}_2$ -Teilchen in feuchter Luft und feste Teilchen aus  $\text{CS}_2$ . Diese nebelkernbildende Wirkung des ultravioletten Teiles des Sonnenspektrums reicht nun in der Atmosphäre viel tiefer herab, als die ionisierende Wirkung, und daher werden, falls überhaupt Ionen während des Herabdiffundierens der Rekombination entrinnen, diese durch Anlagerung an Nebelkerne ihre Beweglichkeit rasch einbüßen. Es ist daher wohl als sicher anzunehmen, daß keine Ionen aus höheren Schichten in die Troposphäre einwandern.

**3. Ionenerzeugung durch Zerspritzen von Wasser (Lenard-Effekt) und verwandte Erscheinungen.** Lenard hat im Jahre 1892 gezeigt, daß beim Zerspritzen von Wasser die Tröpfchen positive Ladung erhalten, während in der Luft negative Ionen zurückbleiben. Die Erscheinung tritt sowohl beim Zerspritzen einzelner Tropfen in kleinere, als auch beim Auftreffen von Tropfen auf eine feste Wand, ferner beim Zerreißen von kontinuierlichen Flüssigkeitsstrahlen, beim Durchperlen von Gasblasen durch Flüssigkeiten und beim Zerplatzen von Blasen an der Flüssigkeitsoberfläche ein. Die genannten Erscheinungen können nach Lenard durch die Annahme von elektrischen Doppelschichten erklärt werden, deren Dicke von der Größenordnung der molekularen Wirkungssphäre ist ( $10^{-6}$  cm). Beide Ladungsschichten liegen innerhalb der Flüssigkeit: in reinem Wasser ist die negative Schicht nach außen. Wenn Teilchen aus dieser äußeren Grenzschicht herausgerissen werden, also bei Oberflächenänderungen, so tritt der obengenannte Effekt ein. Natürlich muß das Herausreißen der Teilchen so rasch erfolgen, daß die natürliche Tendenz zur Wiedervereinigung überwunden wird. Bloße Zerteilung von Tropfen ist unwirksam. Werden vorwiegend oder ausschließlich Ionen eines Vorzeichens erzeugt, so spricht man von einer Elektrisierung; werden aber Ionen beider Vorzeichen erzeugt, so spricht man von Ionisierung. Bei reinem Wasser schienen nach älteren Untersuchungen von Lenard, Kähler und Aselmann ausschließlich negative Ionen in der umgebenden Luft erzeugt zu

werden. In neuester Zeit hat W. Busse<sup>1)</sup> nachgewiesen, daß bei beliebiger Zerteilung, beim Sprühen, Sprudeln und Auffallen von Tropfen auf ein Hindernis, auch positive Ionen entstehen, am meisten beim Sprühen. Es erklärt sich dies ungezwungen, wenn man die Lenardsche Hypothese der Doppelschichtbildung beibehält, dadurch, daß nach Abtrennung der zu äußerst gelegenen negativen Belegung aus der momentan an die Oberfläche gelangenden positiven Belegung der Doppelschicht Tröpfchen herausgerissen werden, die dann natürlich positive Ladung tragen.

Aus der Entstehungsweise der beim Lenard-Effekt erzeugten Ionen erhellt ohne weiteres, daß sie zur Klasse der schwerbeweglichen (großen) Ionen gehören. Sie tragen einfache Elementarladung (W. Busse, l. c.). Ihre Beweglichkeit variiert, wie ebenfalls Busse zeigte, kontinuierlich zwischen ziemlich weiten Grenzen, es existieren also nicht bevorzugte Gruppen bestimmter Beweglichkeit. Bei Wasser können geringe Beimengungen die Ionenerzeugung sehr entscheidend beeinflussen. Werden z. B. winzige Mengen von Kochsalz oder Schwefelsäure dem Wasser zugesetzt, so entstehen vorwiegend positive Ionen.

Die Bedeutung des Lenard-Effekts als Ionenquelle in den erdnahen Schichten ist nicht sehr hoch einzuschätzen. Der Effekt tritt ein an Wasserfällen, reißenden Gewässern und im Meere an den Wogenkämmen und in der Brandung. Entsprechend findet man auch in der Nähe der Brandung hohes Potentialgefälle, was auf das Vorhandensein überwiegender Mengen positiver Ionen in der Luft hindeutet. Bei Zerspritzen von Süßwasser ist die Raumladung der umgebenden Luft dagegen negativ, wie schon Prof. Tralles (1786) in der Nähe von Wasserfällen festgestellt hat. Am Festland tritt der Lenard-Effekt also überhaupt nur an einigen ausgezeichneten Stellen ein und nur die Brandung an den Küstenlinien und die Wogenkämme können als ständige Quelle eines Überschusses von positiven großen Ionen gelten. Die Größe dieses Effekts läßt sich wohl auch nicht annähernd richtig schätzen. Doch dürfte er auch am Meere keine erhebliche Rolle spielen, da man über den Ozeanen im Mittel eher niedrigere Werte des Potentialgefälles feststellte, als über Land. An der Leitfähigkeit der Luft über dem Meere kann er nur wenig beitragen, da die durch

---

<sup>1)</sup> Ann. d. Phys. (4) 76, 493, 1925.

Lenard-Effekt erzeugten Ionen sämtlich sehr kleine Beweglichkeit haben.

Ein anderes Problem ist die Beteiligung des Lenard-Effekts an der Elektrizitätserregung bei Regenfällen und bei Gewittern. G. C. Simpson hat diesen Effekt zur Erklärung der Regen- und Gewitterelektrizität herangezogen.

Nachdem wir gesehen haben, daß Änderungen der Oberfläche der Flüssigkeiten Elektrisierungs- und Ionisierungsprozesse bedingen, kann man fragen, ob auch die Verdampfung einer Flüssigkeit unter Umständen eine Elektrizitätserregung hervorruft. Durch Versuche von G. Schwalbe, H. Beggerow und A. Gallarotti wurde erwiesen, daß weder beim Verdampfen unelektrischer noch beim Verdampfen elektrisierter Flüssigkeiten elektrische Ladungen im Dampfe entstehen.

**4. Sonstige Ionisierungsquellen nicht-radioaktiven Ursprungs.** Aus Versuchen im Laboratorium kennt man noch eine Reihe solcher Ionisierungsquellen: Erzeugung von Ionen durch chemische Prozesse, durch Flammen, durch glühende Metalle und Metallsalze. Diese Vorgänge können für die Atmosphäre außer Betracht bleiben. Zu beachten ist hingegen, daß in Industriegebieten die stetige Verbreitung von feinstverteilten Verbrennungsprodukten viele luftelektrische Faktoren (Ionenbeweglichkeit, Leitfähigkeit, Potentialgefälle) sehr stark beeinflußt. Auch auf Landstationen können durch Aufwirbeln von Staub oder pulverigem Schnee bei windigem Wetter luftelektrisch abnormale Verhältnisse geschaffen werden. Staubwolken zeigen meist starke negative Raumladung.

Als weitere Ionenquelle ist die Ionisation durch Ionenstoß zu nennen. Bei Atmosphärendruck tritt diese Art von Ionenerzeugung erst bei Feldstärken von mehr als 30 000 Volt pro Zentimeter auf, kommt also praktisch nur innerhalb der Gewitterwolken und vor Blitzentladungen in Betracht: der Ionenstoß erzeugt dann aus jedem einzelnen Ion wieder ungeheure Mengen von Ionen in Richtungen, welche der größten herrschenden Feldstärke entsprechen. So wird die Blitzbahn vorbereitet.

Endlich ist noch der ionisierenden Wirkung kosmischer Strahlungen zu gedenken, welche in den höchsten Schichten

unserer Atmosphäre, etwa von der Sonne her eindringend daselbst enorme Werte der Leitfähigkeit hervorbringen können (vgl. § 28).

### § 15. Die radioaktiven Substanzen und ihre Strahlungen.

Als Ionisatoren der Atmosphäre spielen die in der Erdrinde, in den Gewässern und in der Luft festgestellten Spuren radioaktiver Substanzen eine wichtige Rolle. Es seien hier ganz kurz die Eigenschaften dieser Substanzen und ihrer Strahlungen besprochen, um jenen Lesern, die mit den Grundtatsachen der Radioaktivität nicht vertraut sind, das Verständnis der folgenden Abschnitte zu erleichtern.

Gewisse Elemente, wie das Uran und seine Folgeprodukte Radium und Actinium, ferner das Thorium und andere haben die Eigenschaft, ständig unsichtbare Strahlen auszusenden, welche die Luft und andere Gase ionisieren, gewisse Substanzen zum Leuchten bringen (Fluoreszenzerregung) und chemische Wirkungen hervorbringen, z. B. auf die photographische Platte ähnlich wirken wie Lichtstrahlen.

Es hat sich gezeigt, daß die Aussendung dieser „Becquerelstrahlen“ eine Begleiterscheinung des Atomzerfalls ist: die Atome der erwähnten Elemente sind nicht stabil, sondern wandeln sich unter Aussendung von Strahlen in andere Atomarten um. Aus Radium, Thorium und Actinium entstehen so gasförmige Elemente: die Radiumemanation, die Thoriumemanation und die Actiniumemanation. Man nennt diese Gase, da sie chemisch in die Gruppe der Edelgase gehören, d. h. keine chemischen Verbindungen eingehen, auch Radon, Thoron, Actinon in Analogie zu den atmosphärischen Edelgasen Argon, Neon usw. Aus den drei Emanationen entwickeln sich weiter durch radioaktive Umwandlung eine Anzahl von aufeinanderfolgenden, also genetisch miteinander zusammenhängenden radioaktiven Substanzen, die sogenannten Induktionen, auch aktiver Niederschlag genannt, da sie sich an den Wänden von emanationshaltigen Gefäßen mit der Zeit ansammeln. Ein Teil der Induktionen bleibt auch in der Luft schwebend, z. B. angelagert an Staubeilchen oder Nebelteilchen. Da die Induktionen nach ihrer Entstehung positiv geladen sind, so können sie auf negativ geladenen Drähten angereichert werden.

Jede radioaktive Substanz hat eine bestimmte, ihr charakteristische Umwandlungsgeschwindigkeit. Man bezeichnet als Periode oder Halbwertszeit die Zeit, die vergeht, bis die Menge einer gegebenen Substanz durch radioaktiven Zerfall auf die Hälfte gesunken ist. Man bestimmt diese Zeit durch fortlaufende Beobachtung der ionisierenden Wirkung („Aktivität“) eines gegebenen radioaktiven Präparates, d. h. Messung des Sättigungsstromes. Besteht dasselbe aus einer einzigen radioaktiven Substanz, deren Folgeprodukt entweder inaktiv ist oder so geringe ionisierende Wirkung ausübt, daß sie vernachlässigt werden kann, so verringert sich die Aktivität mit der Zeit nach einem einfachen Exponentialgesetz

$$I_t = I_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

worin man  $\lambda$  die „Zerfallskonstante“ der betreffenden Substanz nennt. Die Zerfallskonstante ist verkehrt proportional der Halbwertszeit  $T$  entsprechend der Beziehung

$$T = 0,693/\lambda.$$

Die Halbwertszeiten der radioaktiven Substanzen sind sehr verschieden. Sie beträgt z. B. für Radiumemanation 3,82 Tage, für Thoriumemanation 54,5 sec, für Actiniumemanation 3,9 sec. Wenn man also eine bestimmte Menge Radiumemanation gegeben hat, so wandelt sie sich ziemlich rasch um in Folgeprodukte Radium A, Radium B, Radium C usw., so daß nach 3,8 Tagen nur mehr die halbe Menge, nach 7,6 Tagen ein Viertel, nach 11,4 Tagen ein Achtel der ursprünglichen Menge anwesend ist. Nach einem Monat ist also die Menge schon praktisch auf Null gesunken. Analog, nur viel rascher erfolgt der Zerfall der Thorium- und Actiniumemanation. Die unmittelbaren Umwandlungsprodukte der Emanationen und diese selbst haben die größte Bedeutung für die Ionisation der Atmosphäre. Die kurzlebigen Emanationen des Actiniums und Thoriums können natürlich nicht in größere Höhen über dem Erdboden gelangen. Sämtliche radioaktiven Substanzen in der Atmosphäre würden durch Zerfall bald verschwinden, wenn nicht beständig vom Erdboden her, der Uran, dann alle seine Zerfallsprodukte bis einschließlich des Radiums selbst sowie die Reihe der Thorium- und Actiniumprodukte enthält, die Emanationen regeneriert würden. Es stellt sich zwischen den Folgeprodukten bald jener Zustand her, den man als das

radioaktive Gleichgewicht bezeichnet. Dieser ist dadurch charakterisiert, daß von jedem der aufeinanderfolgenden Radioelemente pro Zeiteinheit im Mittel ebenso viele Atome durch Zerfall verschwinden, als von dem in der Reihe vorhergehenden Produkte (der „Muttersubstanz“) nacherzeugt werden.

Wegen des raschen Zerfalls gelingt es nicht, von den kurzlebigen Substanzen, z. B. Thoriumemanation, Radium A u. dgl. sichtbare oder wägbare Mengen anzusammeln. Das Vorhandensein dieser Substanzen verrät sich nur durch ihre ionisierenden oder sonstigen Wirkungen.

Unter den langlebigen, d. h. sich nur langsam umwandelnden Substanzen ist das Uran und das Thorium mit Halbwertszeiten von Milliarden von Jahren und das Radium mit einer Halbwertszeit von 1580 Jahren zu nennen.

Die radioaktiven Substanzen senden dreierlei Strahlenarten aus: 1. Die Alpha( $\alpha$ )-Strahlen. Es sind dies positiv geladene Teilchen (Heliumatome), welche von vielen Radioelementen während des Zerfalls mit Geschwindigkeiten von 14 000 bis 21 000 km/sec ausgeschleudert werden und in Luft von Atmosphärendruck eine Reichweite von 3 bis 8,6 cm besitzen. Innerhalb dieser Reichweite bringen sie starke Ionisation hervor. Ein  $\alpha$ -Teilchen von Radium C erzeugt z. B. auf seiner ganzen 7 cm betragenden Reichweite etwa 200 000 Ionenpaare. 2. Die Beta( $\beta$ )-Strahlen. Diese bestehen aus Elektronen, welche mit Geschwindigkeiten von 100 000 bis fast 300 000 km/sec von den zerfallenden Atomen ausgehen. Sie vermögen Luftschichten von einigen Metern noch zu durchdringen. Die schnellen  $\beta$ -Teilchen sind auch imstande, Metallschichten von 1 bis 3 mm zu durchsetzen. Die  $\beta$ -Strahlen sind den Kathodenstrahlen ähnlich. 3. Die Gamma( $\gamma$ )-Strahlen. Diese sind der Natur nach äußerst kurzwelliges Licht, zum Teil noch kurzwelliger als die Röntgenstrahlen. Ihre Wellenlänge liegt etwa um  $10^{-9}$  cm, d. h. 0,1 Ångström. Sie sind dementsprechend zum Teil auch viel durchdringender als die Röntgenstrahlen. Durch eine Bleischicht von 14 mm werden z. B. die  $\gamma$ -Strahlen von Radium C erst auf die Hälfte abgeschwächt.

Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht über die Zerfallsprodukte des Radiums, Thoriums und Actiniums, soweit sie für die Zwecke der vorliegenden Schrift von Interesse sind.

Uran-Radiumreihe			Thoriumreihe			Actiniumreihe		
Element	Halbwertszeit	Strahlung	Element	Halbwertszeit	Strahlung	Element	Halbwertszeit	Strahlung
Radium (Ra) . . . . .	1580 Jahre	$\alpha, \beta$	Thorium (Th) . . . . .	$1,5 \cdot 10^{10}$ Jahre	$\alpha$	Actinium . . . . .	—	—
Radiumemanation . . . . .	3,82 Tage	$\alpha$	Thorium X . . . . .	3,64 Tage	$\alpha$	Actinium X . . . . .	—	—
Radium A . . . . .	3 Min.	$\alpha$	Thoriumemanation . . . . .	54,5 sec	$\alpha$	Actiniumemanation . . . . .	3,92 sec	$\alpha$
Radium B . . . . .	27 Min.	$\beta, \gamma$	Thorium A . . . . .	0,14 sec	$\alpha$	Actinium A . . . . .	0,002 sec	$\alpha$
Radium C (komplex) . . . . .	19,5 Min.	$\alpha, \beta, \gamma$	Thorium B . . . . .	10,6 Stdn.	$\beta, \gamma$	Actinium B . . . . .	36 Min.	$\beta$
Radium D . . . . .	17 Jahre	$\beta$	Thorium C (komplex) . . . . .	60,8 Min.	$\alpha, \beta, \gamma$	Actinium C . . . . .	2 Min.	$\alpha$
Radium E . . . . .	4,9 Tage	$\beta$	Thorium D . . . . .	(Endprodukt)		Actinium D . . . . .	(Endprodukt)	
Radium F (Polonium) . . . . .	136 Tage	$\alpha$						
Radium G . . . . .	(Endprodukt)							

§ 16. Die Radioaktivität der Gesteine und der Gewässer.

Die ersten grundlegenden Untersuchungen auf diesem Gebiet stammen von J. Elster und H. Geitel. Diese beiden Forscher fanden, daß die Luft in abgeschlossenen Räumen, in Kellern und natürlichen Höhlen stärkere Elektrizitätszerstreuung hervorruft. Durch mehrstündige Exposition eines auf - 2000 Volt geladenen Drahtes innerhalb der Bäumansshöhle im Harz gelang es ihnen nachzuweisen, daß in der Höhle Radiumemanation und deren Zerfallsprodukte angereichert waren: die Abnahme der Aktivität des Drahtes erfolgte entsprechend den Zerfallsgesetzen für die Folgeprodukte der Radiumemanation. Es zeigte sich, daß auch die aus dem Erdboden angesaugte Luft Radiumemanation enthält (Elster und Geitel, Ebert). Daraufhin begann eine systematische Untersuchung von Bodenproben der verschiedensten Provenienz, welche zu dem Ergebnis führte, daß alle festen Bestandteile der Erdrinde in minimalem Grade radioaktive Substanzen als Beimengung enthalten; denn diese Proben bringen, wenn man sie in gepulvertem Zustand etwa auf einem Metallschälchen in eine Ionisierungskammer ein-

führt, daselbst kleine, aber immerhin noch sicher merkbare Erhöhungen der Ionisation hervor.

Der von Elster und Geitel benutzte Apparat („Glockenapparat“) besteht aus einer etwa 20 Liter fassenden, innen mit Metallnetz ausgekleideten Glasglocke, die auf eine metallische Bodenplatte aufgekittet war und in deren Innern sich ein von außen leicht ablesbares Elster-Geitelsches Blättchenelektroskop befand, auf dessen Blättchenträger ein aus einer Messingplatte mit drei Ansätzen bestehender Zerstreuungskörper aufgesetzt war (s. Abb. 7). Auf die Messingplatte wird ein Metallschälchen mit

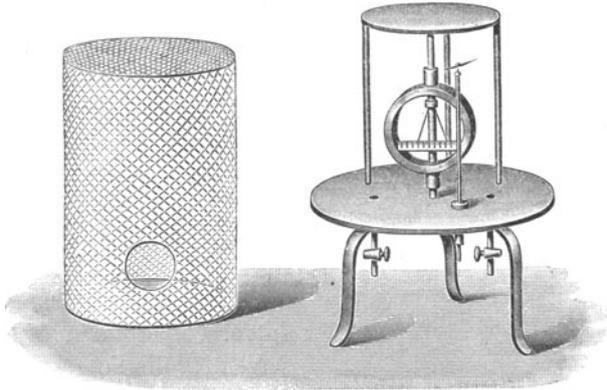


Abb. 7. Glockenapparat nach Elster und Geitel.

etwa 125 g der feingepulverten Bodenprobe aufgesetzt. Der (dem Sättigungsstrom proportionale) Spannungsverlust (etwa in Volt pro Stunde) wird vor und nach Einbringen des Pulvers gemessen. Die so bestimmte Vermehrung des Spannungsverlustes ist ein Maß für die ionisierende Wirkung der Pulverprobe. Die Anordnung läßt sich noch bedeutend empfindlicher gestalten, wenn man das zu untersuchende Gesteinspulver auf die eine der Platten eines größeren Kreisplattenkondensators aufbringt, die dann mit einem empfindlichen Elektrometer verbunden wird, während die zweite Platte des Kondensators mit einer konstanten Spannungsquelle verbunden ist, die ausreicht, um Sättigungsstrom zu erzeugen. Bei dieser Anordnung ist die Aufladegeschwindigkeit des Elektrometers der Ionisation proportional.

Die in derartigen Anordnungen beobachteten Ionisationsströme sind aber keineswegs in einfachem Zusammenhang mit

dem Radium- oder Thoriumgehalt der untersuchten Proben: sie rühren hauptsächlich von der  $\alpha$ -Strahlung der oberflächlichen Schichten her und sind daher beiläufig proportional der Oberfläche der gepulverten Probe. Ein Teil der Ionisationswirkung rührt aber auch von den  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen der tieferen Schichten der Probe her und da diese Strahlen in verschiedenen Proben recht verschieden absorbiert werden, so sind auch Vergleiche der Aktivität von Proben bei genau gleicher Korngröße und bei gleich großen und gleich tiefen Schälchen recht unzuverlässig. Dazu kommt noch der Umstand, daß die meisten gepulverten Proben mit der Zeit Emanation abgeben. Stark „emanierende“ Proben werden daher bei der Untersuchung mittels dieser „Schälchenmethode“ sehr überschätzt gegenüber solchen, bei denen der größte Teil der Emanation in den einzelnen Körnern des Pulvers okkludiert bleibt. Daher wird die Methode nur zu orientierenden Messungen verwendet, für die sie sich schon deswegen sehr eignet, weil sie keine chemische Behandlung der Proben erfordert und sehr einfach ist.

Für quantitative Untersuchungen von Bodenproben ist zu beachten, daß fast alle Proben Radium und Thorium mit allen Folgeprodukten enthalten. Während bei der Schälchenmethode die Wirkung aller dieser Produkte zusammen beobachtet wird, muß für quantitative Zwecke die Untersuchung auf Radium und Thorium getrennt vorgenommen werden.

Wir müssen uns darauf beschränken, das Prinzip derartiger Messungen kurz zu beschreiben.

a) Quantitative Bestimmung des Radiumgehalts. Diese wird durch Messung der Ionisationswirkung der Emanationsmenge bewerkstelligt, welche in einer gewogenen Menge der zu untersuchenden Probe sich in bestimmter Zeit ansammelt. Nach dem älteren, von B. Boltwood, H. Mache, St. Meyer und E. v. Schweidler, sowie R. J. Strutt (jetzt Lord Rayleigh) u. a. ausgearbeiteten Verfahren wird hierzu eine gewogene, feingepulverte Probe des zu untersuchenden festen Materials durch Schmelzen mit der fünf- bis zehnfachen Menge von Kalium und Natriumcarbonat aufgeschlossen und in Lösung gebracht. Die Lösung wird durch Kochen oder Durchleiten von Luftblasen (Quirlen) von Emanation befreit und sodann in einer verschlossenen, mit Hähnen versehenen Waschflasche einige Tage

(bis zu einem Monat) stehen gelassen. Nach Beendigung dieser bekannten Ansammlungszeit wird die Emanation durch einen Zirkulationsprozeß in ein Ionisationsgefäß übergeleitet, in welchem der Sättigungsstrom gemessen bzw. mit dem bekannter Emanationsmengen verglichen wird. Aus dem Zerfallsgesetz der Radiumemanation läßt sich dann auch jederzeit unschwer für jede beliebige Ansammlungszeit die Gleichgewichtsmenge, d. h. die bei „unendlich langer“ Ansammlungszeit in der Probe angereicherte Emanationsmenge berechnen und hieraus folgt dann unmittelbar der Radiumgehalt der Probe pro Gramm des vorgegebenen Materials.

Eine andere von J. Joly angegebene, später von Holthusen, ferner von Ebler und von Fletcher verbesserte Methode ist die „Schmelzmethode“. Bei dieser wird die feingepulverte, gewogene Gesteinsprobe unter Zusatz von Alkalicarbonaten und Borsäure im elektrischen Ofen oder direkt im Lichtbogen geschmolzen und die während des Schmelzens frei werdende Emanationsmenge in ein vorher evakuiertes Ionisationsgefäß übergeführt.

b) Quantitative Bestimmung des Thoriumgehalts. Die Thoriumemanation ist ein so rasch zerfallendes Radioelement (Halbwertszeit 54,5 sec), daß sie bei den vorhin erwähnten Methoden nicht stört. Zur Bestimmung des Thoriumgehalts einer Gesteinsprobe wird diese, wie oben beschrieben, in Lösung gebracht und auf Thoriumemanation untersucht. Es geschieht dies nach der Strömungsmethode von Joly. Bei dieser wird zuerst die Lösung durch Quirlen von Radiumemanation befreit und dann ein Luftstrom mit konstanter Geschwindigkeit durch die Lösung und ein in Serie geschaltetes, in Form eines Zylinderkondensators gebautes Ionisationsgefäß geleitet, dessen Innenelektrode mit einem Elektrometer verbunden ist. Zum Vergleich wird ein Luftstrom von gleicher Geschwindigkeit durch eine Lösung von bekanntem Thoriumgehalt geleitet. Eine analoge Methode wäre auch für die Bestimmung des Actiniumgehaltes von Gesteinslösungen anwendbar, doch sind die dabei zu erwartenden Actinium- bzw. Protactiniummengen bei gewöhnlichen Mineralien für quantitative Messungen zu gering.

c) Resultate. Von den vorliegenden sehr zahlreichen Untersuchungen der wichtigeren Gesteine und Bodenproben aus allen Erdteilen können hier nur die wesentlichsten Ergebnisse

erwähnt werden. Besonders bemerkenswert sind die Arbeiten von R. J. Strutt (jetzt Lord Rayleigh), J. Joly, G. A. Blanc, E. H. Büchner, A. Holmes, H. Mache und Bamberger und H. Hirschi.

Radium- und Thoriumgehalt einer und derselben Gesteinsart kann von Probe zu Probe recht erheblich variieren. Es rührt dies daher, daß gewisse, in den Gesteinsmagmen akzessorisch vorkommende Mineralien oft sehr radium- bzw. thoriumreich, dabei aber als Einschlüsse nicht sehr gleichmäßig verteilt sind.

Eruptivgesteine sind im Mittel fast doppelt so reich an Radium und Thorium, wie Sedimentärgesteine. Der Radiumgehalt der meisten Gesteine ist von der Größenordnung  $10^{-12}$  g Radium pro Gramm Gestein, d. h. einige Milliontel Milligramm Radium sind pro Kilogramm Gestein enthalten. Da man bei dem Alter der meisten Gesteine annehmen kann, daß in ihnen das radioaktive Gleichgewicht zwischen Uran und Radium längst erreicht ist und da dann auf je 1 g Uran  $3,4 \cdot 10^{-7}$  g Radium kommen, so beträgt der Urangehalt der Gesteine etwa das  $3 \cdot 10^6$ fache des Radiumgehalts.

Der Thoriumgehalt der meisten Gesteine bewegt sich in der Größenordnung  $10^{-5}$  g Thorium pro Gramm Gestein.

Der geringe Gehalt der Sedimente an Radium und Thorium wird so erklärt, daß man annimmt, daß bei der Bildung der Sedimente die radioaktiven Bestandteile teilweise ausgelaugt und ins Meer geführt werden. Der mittlere Gehalt der Gesteine der Erdrinde (pro Gramm) wird nach Joly und Lord Rayleigh zu etwa  $1,5 \cdot 10^{-12}$  g Radium und  $1,5 \cdot 10^{-5}$  g Thorium veranschlagt. Für 1 ccm Gestein ist etwa das 2,5fache der genannten Zahlen zu setzen. Die allgemeine Verbreitung der radioaktiven Substanzen in der Erdrinde ist dank der außerordentlichen Empfindlichkeit der radioaktiven Meßmethoden erwiesen. Eine Gewinnung radioaktiver Substanzen wie des Radiums und des Mesothoriums ist nur bei einigen relativ selten vorkommenden Mineralien, wie Pechblende, Carnotit, Monazit u. a. möglich. Eine Extraktion des Radiums aus Erzen, die weniger als  $10^{-9}$  g Radium pro Gramm Erz enthalten, ist nicht mehr rentabel. Bei der großen Seltenheit des Vorkommens der genannten Mineralien, deren Radiumgehalt mitunter 100 000 mal größer ist als der der gewöhnlichen Gesteine, erübrigt sich deren Besprechung für die Zwecke der luftelektrischen Forschung.

Da viele Uran-, Radium- und Thoriumsalze wasserlöslich sind, ist es bei der allgemeinen Verbreitung dieser radioaktiven Substanzen in den Gesteinen und den sonstigen Bestandteilen der Erdrinde wohl verständlich, daß auch das Meer und die Binnengewässer Spuren radioaktiver Elemente gelöst enthalten.

Das Vorkommen von Uran im Meerwasser wurde von Joly nachgewiesen. Viel leichter ist der Nachweis und die Bestimmung des Radiumgehalts des Meeres und der Binnenwässer, wobei wieder, ähnlich wie bei den Gesteinslösungen, die Emanationsmengen gemessen werden, die in den gelösten Rückständen der Wasserproben bei bekannter Ansammlungszeit entwickelt werden.

Der Emanationsgehalt einer frisch entnommenen Wasserprobe kann sowohl größer als auch kleiner sein, als die dem in ihr enthaltenen Radium entsprechende Gleichgewichtsmenge. In offenen Gewässern wird das letztere der Fall sein, da die stete Durchmischung des Wassers mit Luft durch den Wellengang aus der oberflächennahen Schicht fortwährend Emanation in die Luft entführt. In Quellen dagegen ist in der Regel der Emanationsgehalt viel größer, als er dem Gleichgewicht mit der in der Quellprobe enthaltenen Radiummenge entspricht: Quellwasser kann eben während seines Laufes im Gestein unter Umständen recht beträchtliche Mengen von Radiumemanation aufnehmen, ohne daß aus den durchströmten Gesteinsschichten Radium selbst gelöst wird.

Der mittlere Radiumgehalt des Meerwassers kann zu etwa  $2 \cdot 10^{-15}$  g Radium pro Kubikzentimeter angesetzt werden, doch variieren die Angaben der verschiedenen Beobachter je nach dem Orte der Entnahme der Proben recht bedeutend. Proben aus küstennahen Gebieten sind etwas radiumreicher als solche aus der Mitte der Weltmeere. Nach Joly kann lokale Ausfällung des Radiums durch im Meere vorkommende Mikroorganismen (Schwefelbakterien) stattfinden, woraus sich der abnorm hohe Radiumgehalt der von Joly untersuchten Tiefseesedimente ungezwungen erklärt. Im Pazifischen und Subantarktischen Ozean ist nach C. W. Hewlett der Radiumgehalt geringer als  $1 \cdot 10^{-15}$  g pro Kubikzentimeter. Im Atlantischen Ozean betragen die kleinsten Werte 0,3, die größten  $40 \cdot 10^{-15}$ . Die letzteren sind in der Nähe der irischen Küste gemessen worden. Im Adriatischen Meer ist der Gehalt nach H. Maché  $2 \cdot 10^{-15}$  g/ccm.

Flußwasserproben aus dem St. Lawrence-River, dem Nil und dem Cam (England) zeigen die gleiche Größenordnung des Radiumgehalts, wie Meerwasserproben. Der Thoriumgehalt der Meerwasserproben beträgt  $10^{-8}$  bis  $10^{-7}$  g Thorium pro Kubikzentimeter.

Quellwässer enthalten fast stets Spuren von Radiumemanation, manchmal auch nachweisbare Mengen von gelöstem Radium: z. B. fand Mache im Gebiet der Thermen des Bades Gastein Quellen, die  $10^{-13}$  g Radium, also etwa 100 mal soviel Radium pro Kubikzentimeter enthalten, als das Meerwasser. Viel bedeutender ist aber in den meisten Fällen der Gehalt an Radiumemanation.

Die internationale Einheit für die Radiumemanation ist nach den Beschlüssen des Brüsseler Kongresses (1910) das Curie, die Menge Radiumemanation, die mit 1 g Radium im Gleichgewicht steht. Diese Einheit, ja selbst ihr millionter Teil, das Mikro-Curie, ist für den meist minimalen Gehalt der Quellwässer zu groß. Daher sind für diesen Zweck verschiedene andere Einheiten im Gebrauch: In Deutschland und Österreich wurde lange Zeit die sogenannte Mache-Einheit („M. E.“) als Maß für die Konzentration der Emanation in Quellwässern und Quellgasen benutzt. Wenn die in 1 Liter Quellwasser oder Quellgas enthaltene Emanationsmenge in einem Ionisationsgefäß allein, d. h. nach Abzug der Ionisationswirkung der Folgeprodukte einen Sättigungsstrom von  $x$  Tausendstel elektrostatischen Stromeinheiten hervorbringt, so sagt man, die Quelle oder das Gas habe eine Emanationskonzentration von  $x$  Mache-Einheiten. 1 M. E. entspricht  $3,64 \cdot 10^{-10}$  Curie/Liter.

Eine andere, hauptsächlich von französischen Forschern gebrauchte Einheit ist die „Milligramm-Sekunde“, d. h. die von 1 mg Radium in einer Sekunde entwickelte Emanationsmenge. Eine Emanationsmenge von 1 mg-sec im Liter entspricht 5,76 M. E.

Bei einer Radiologen-Tagung in Freiberg (Sachsen) im Jahre 1921 wurde als praktisches Maß für den Emanationsgehalt von Quellen das „Eman“ vorgeschlagen, das  $10^{-10}$  Curie im Liter entspricht. Hoffentlich wird sich diese Einheit, schon wegen der einfachen Beziehung zur internationalen Emanationseinheit, dem „Curie“, bald allgemein einbürgern. 1 Eman entspricht 0,275 M. E.

Wir haben hier die verschiedenen Einheiten für den Emanationsgehalt von Quellwässern und von Gasen ausführlich be-

sprochen, da diese Einheiten auch bei der Besprechung des Emanationsgehaltes der Bodenluft und der freien Atmosphäre wieder benötigt werden.

Der Emanationsgehalt der Quellwässer und Quellgase hat für die Ionisation der Atmosphäre höchstens an einigen ausgezeichneten Orten, eben an den Ursprungsstellen hochaktiver Quellen Bedeutung. Wir können hier auch nicht auf die Bedeutung der Aktivität der Quellen für die Medizin und Geologie eingehen.

Zur Messung der Aktivität, d. h. des Emanationsgehalts der Quellen sind eigene Apparate, die sogenannten Fontaktometer, im Gebrauch. Die Zahl der bereits untersuchten Quellen ist eine ungeheure<sup>1)</sup>.

Die stärksten radioaktiven Quellen (Brambach in Sachsen, St. Joachimsthal in der Tschechoslowakei) weisen einen Emanationsgehalt bis zu 7300 Eman =  $7,3 \cdot 10^{-17}$  Curie/Liter auf. Doch werden schon Quellen von 200 Eman als stark aktiv bezeichnet. Gewöhnliche Quellen in den Alpen zeigen Aktivitäten von 0,5 bis 10 Eman.

Die sedimentären Ablagerungen von Quellen, insbesondere von Thermalquellen, weisen oft recht beträchtlichen Gehalt an Radium- und Thoriumprodukten auf. Beispiele hierfür sind der Fangoschlamm von Battaglia, das als Reissacherit bezeichnete Sediment der berühmten Gasteiner Therme, die Sedimente von Kreuznach, Nauheim, Echaillon u. a.

### § 17. Die Radioaktivität und Ionisation der Bodenluft.

Nachdem alle Bestandteile der Erdrinde, also auch die verschiedenen Bodenarten Radium und Thorium mit ihren Zerfallsprodukten enthalten und es andererseits nachgewiesen ist, daß gepulverte Bodenproben Emanation abgeben, ist es durchaus verständlich, daß die mit dem Erdboden in innigem Kontakt befindliche Bodenluft, d. h. die in den Fugen und Spalten („Bodenkapillaren“) enthaltene Luft sowohl Radium- als auch Thoriumemanation enthält. Der experimentelle Nachweis hierfür wurde zuerst von J. Elster und H. Geitel<sup>2)</sup> erbracht, die auch das erste

<sup>1)</sup> Vgl. A. Gockel, Die Radioaktivität von Boden und Quellen (Vieweg, 1914). Hierin auch Literaturnachweise bis 1914.

<sup>2)</sup> Phys. ZS. 3, 574, 1902.

brauchbare Verfahren zur Messung des Gehaltes der Bodenluft an Radiumemanation angegeben haben. Dieses ist im Prinzip auch heute noch beibehalten: In ein durch einen Erdbohrer hergestelltes Bohrloch wird ein Metall- oder Glasrohr bis zur gewünschten Tiefe eingesteckt und durch kurze Schlauchstücke mit einem Ionisationsgefäß verbunden, das mit zwei Hähnen versehen ist. Der zweite Hahn führt zu einer Wasserstrahlpumpe, einem Gummigebläse oder einer ähnlichen Vorrichtung, die gestattet, ein gemessenes Quantum Bodenluft in das Ionisationsgefäß einzusaugen. Füllt man das Ionisationsgefäß (z. B. den Elster-Geitelschen Glockenapparat) mit Bodenluft, so wird sofort eine Erhöhung des Voltabfalls des damit verbundenen Elektrometers auf ein Vielfaches des normalen Wertes pro Stunde beobachtet. Innerhalb der nächsten drei Stunden nach der Füllung des Apparates mit Bodenluft wächst der Voltabfall dann noch weiter an, entsprechend der Nacherzeugung von Radium A, Radium B und Radium C durch die in der Bodenluft befindliche Emanation. Anstatt den Apparat an Ort und Stelle mit Bodenluft zu füllen, ist es vielfach bequemer, evakuierbare Flaschen mit den Bodenluftproben zu füllen und deren Inhalt etwa durch einen Zirkulationsprozeß oder durch Verdrängung mit Wasser in das teilweise evakuierte Ionisationsgefäß überzuleiten. Die Thoriumemanation mit ihren Zerfallsprodukten kann bei der Elster-Geitelschen Methode nicht stören, da sie schon nach wenigen Minuten durch Zerfall verschwindet. Daher muß man auch, wenn man den Gehalt an Thoriumemanation bestimmen will, wieder, ähnlich wie bei den Gesteinslösungen, zu einer Strömungsmethode greifen (siehe unten).

Messungen des Gehaltes der Bodenluft an Radiumemanation sind nach der Elster-Geitelschen oder im Prinzip ähnlichen Methoden von folgenden Forschern ausgeführt worden: H. Ebert und P. Ewers<sup>1)</sup> in München, H. A. Bumstead und L. P. Wheeler<sup>2)</sup> in New Haven (U. S. A.), H. Brandes<sup>3)</sup> in Kiel, von dem Borne<sup>4)</sup> im Erzgebirge, R. Schenk<sup>5)</sup> in Kiel, A. Gockel<sup>6)</sup> in Freiburg

---

<sup>1)</sup> Phys. ZS. 4, 162, 1903.

<sup>2)</sup> Amer. Journ. of Sc. (4) 17, 97; 19, 16, 1904/05.

<sup>3)</sup> Dissert. Kiel, 1905.

<sup>4)</sup> Habilit. Schrift, Breslau, 1905.

<sup>5)</sup> Jahrb. f. Rad. u. Elektr. 2, 19, 1905.

<sup>6)</sup> Phys. ZS. 9, 304, 1908.

(Schweiz), J. C. Sanderson<sup>1)</sup> in New Haven (U. S. A.), J. Satterly<sup>2)</sup> in Cambridge (England), J. Joly und L. B. Smyth<sup>3)</sup> bzw. Smyth in Dublin, K. Kähler<sup>4)</sup> in Potsdam, J. R. Wright und O. F. Smith<sup>5)</sup> in Manila (Philippinen), J. Munoz de Castillo<sup>6)</sup> in Madrid und P. J. Olujić<sup>7)</sup> in Freiburg (Schweiz). Die Resultate — soweit sie in Curie/Kubikzentimeter umrechenbar waren — sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Beobachter	Bodenart und Tiefe des Bohrloches	Ra-Em-Gehalt (Curie/ccm)
Ebert-Ewers . . . . .	Lehmboden, 160 cm	etwa 400 . 10 <sup>-1</sup>
Gockel . . . . .	Moränenschotter	73 bis 270 . 10 <sup>-15</sup>
Olujić . . . . .	Lehmboden, trocken	1220 . 10 <sup>-15</sup>
„ . . . . .	„ feucht	193 bis 328 . 10 <sup>-15</sup>
Satterly . . . . .	„ 240 cm	250 . 10 <sup>-15</sup>
Sanderson . . . . .	Roter Sandstein, 120 cm	240 . 10 <sup>-15</sup>
Joly und Smyth . . . . .	„ „ 20—150 cm	180 . 10 <sup>-15</sup>
Kähler . . . . .	Alluvialsand, 75 cm	8 bzw. 15 . 10 <sup>-15</sup>
Wright und Smith . . . . .	„ 30 cm	30 bis 70 . 10 <sup>-15</sup>
„ „ „ . . . . .	„ 70 cm	200 bis 300 . 10 <sup>-15</sup>
„ „ „ . . . . .	„ 120 cm	270 bis 300 . 10 <sup>-15</sup>

Die meisten Beobachter finden also den mittleren Gehalt der Bodenluft an Radiumemanation zu etwa 2 . 10<sup>-13</sup> Curie/ccm. Dies ist etwa 2000 mal soviel, als der mittlere Emanationsgehalt der freien Atmosphäre (vgl. § 20) und etwa 1/10 von der Menge, die mit dem im Boden durchschnittlich enthaltenen Radium im Gleichgewicht stünde. Den größten Emanationsgehalt weisen Granitböden auf, den geringsten Sandböden. Doch kann man aus dem Emanationsgehalt der Bodenluft keineswegs verlässliche Schlüsse auf den Radiumgehalt der betreffenden Bodenart ziehen; denn verwitterte Gesteine von relativ geringer Aktivität geben oft mehr Emanation ab, als unverwitterte Gesteine von hohem Radiumgehalt.

1) Phys. ZS. **13**, 142, 1912.

2) Proc. Cambr. Phil. Soc. **16**, 360, 514, 1912.

3) Irish Acad. Proc. **13**, 148, 1911; Phil. Mag. (6) **24**, 632, 1912.

4) Veröff. Kgl. Preuß. Met. Inst. Potsdam, Nr. 267, 1913.

5) Phys. Rev. (2) **5**, 459, 1915.

6) Bolet. Inst. del Radioactividad Madrid **5**, 1913.

7) Jahrb. f. Rad. u. Elektr. **15**, 158, 1918.

An einem und demselben Ort kann der Emanationsgehalt der Bodenluft sehr erheblich schwanken. Maximum und Minimum verhalten sich an manchen Orten wie 1:4, ja sogar wie 1:8.

Natürlich bestimmt nicht nur die Emanationsabgabe der betreffenden Bodenart, sondern auch die Bodendurchlässigkeit in hohem Grade den Emanationsgehalt der Bodenluft. Starke Regengüsse und Gefrieren des Bodens an der Oberfläche erzeugt Emanationsanhäufung in der Tiefe. Erwärmung des Bodens, besonders starke Besonnung, dann auch starker Wind und Fallen des Luftdruckes erhöhen die Abgabe von Emanation aus dem Boden in die freie Luft, wirken also vermindernd auf den Emanationsgehalt der Bodenluft.

Wie man auch aus der Tabelle ersieht, sind die Schwankungen des Emanationsgehaltes der Bodenluft um so geringer, aus je größerer Tiefe sie entstammt. Nach Wright und Smith scheint in einer Tiefe von  $1\frac{1}{2}$  bis 2 m der Emanationsgehalt der Bodenluft schon dauernd konstant zu sein. In dieser Tiefe wird also offenbar der Emanationsgehalt durch die Emanationsabgabe der oberflächennahen Schichten an die freie Luft nicht mehr merklich beeinflusst.

Auch die natürlichen, dem Boden an manchen Stellen entströmenden Gase sind emanationshaltig: von dem Borne (l. c.) hat in Grubengas einen Emanationsgehalt von  $10^{-12}$  Curie/ccm nachgewiesen, etwas geringere Werte fand Satterly (l. c.) im Sumpfgas bei Cambridge. Auch die den Vulkanen entströmenden Dämpfe sind emanationshaltig [vgl. C. Bellia<sup>1)</sup>]. P. Ludewig und E. Lorenser<sup>2)</sup> haben auch in tiefen Bohrlöchern bei Oberschlema einen erheblichen Emanationsgehalt der Luft festgestellt.

Indirekt kann man die Anwesenheit von Radium- und Thoriumemanation in der Bodenluft auch dadurch nachweisen, daß man einen auf hohe negative Spannung geladenen Draht einige Stunden (eventuell bis zu vier Tagen) in einer Höhlung des Bodens oder in einem mit Bodenluft gefüllten bzw. von ihr stetig durchströmten Gefäß exponiert [H. M. Dadourian<sup>3)</sup>, A. Blanc<sup>4)</sup>].

<sup>1)</sup> Nuovo Cimento **13**, 525, 1907.

<sup>2)</sup> ZS. f. Phys. **22**, 178, 1924.

<sup>3)</sup> Phys. ZS. **6**, 98, 1905; Amer. Journ. of Sc. (4) **19**, 16, 1905.

<sup>4)</sup> Phil. Mag. (6) **13**, 378, 1907; Phys. ZS. **9**, 294, 1908; Jahrb. f. Rad. u. Elektr. **6**, 502, 1909.

Bekanntlich lagern sich dann die ersten festen Zerfallsprodukte der Emanationen (Radium A, Thorium A) am Drahte an und können nach Einbringen desselben in ein Ionisationsgefäß durch ihre Ionisation gemessen werden. Aus der Abklingungskurve der Drahtaktivität lassen sich Schlüsse auf die relative Beteiligung der Radium- gegenüber den Thoriumprodukten ziehen.

Direkte Bestimmungen des Gehaltes der Bodenluft an Thoriumemanation sind bisher nur von J. C. Sanderson<sup>1)</sup> nach einer Strömungsmethode ausgeführt worden, die aber recht kompliziert ist, da der Anteil der Radiumemanation abgetrennt werden muß und außerdem durch Versuche mit leicht emanierenden Thoriumsalzen erst festgestellt werden muß, welcher Thoriummenge ein bestimmter Ionisationseffekt entspricht.

Sanderson fand, daß z. B. in lehmhaltigem Sandsteinboden die Bodenluft pro Kubikzentimeter eine Menge Thoriumemanation enthält, welche der Gleichgewichtsmenge von  $1,08 \cdot 10^{-6}$  g Thorium entspricht. Da nun 1 ccm Bodenmaterial etwa 0,37 ccm Luft enthielt, so entspricht die pro Volumeneinheit gefundene Menge etwa einem Zehntel der Menge Thoriumemanation, die in der betreffenden Gesteinsart tatsächlich vorhanden war. Der Rest bleibt eben im Gestein okkludiert.

Nach Sanderson und Blanc stammt mehr als die Hälfte der Gesamtionisation der Bodenluft von der Wirkung der Thoriumprodukte.

Für die atmosphärische Ionisation kommt nicht so sehr der Betrag von Radium- und Thoriumemanation in Betracht, der in der Bodenluft enthalten ist, als derjenige, welcher in die freie Luft emporquillt. Diese Emanationsexhalation des Bodens ist mittels zweier Methoden bestimmbar, deren eine von H. Ebert<sup>2)</sup>, deren andere von J. Joly und L. B. Smyth<sup>3)</sup> angegeben wurde.

Die Ebertsche Methode gestattet eine selbsttätige und kontinuierliche Registrierung des Emanationsaustritts, ohne aber den Anteil der Radium- und Thoriumemanation irgendwie zu trennen: eine zylindrische, etwa 1 m tiefe und 45 cm weite Grube im Erdboden wird an der Mantelfläche durch ein zylindrisches Blech ausgekleidet, während die Grundfläche unbedeckt bleibt, daher

---

<sup>1)</sup> Amer. Journ. of Sc. (4) **32**, 169, 1911; Phys. ZS. **13**, 142, 1912.

<sup>2)</sup> Phys. ZS. **10**, 346, 1909.

<sup>3)</sup> Phil. Mag. (6) **24**, 632, 1912.

den Austritt der emanationsreichen Bodenluft gestattet. In diese Höhlung ist nun ein aus Metallnetz und zentralem Stift gebildeter Zylinderkondensator an Isolierhaken eingehängt, dessen Außenbelegung mit einer Batterie, dessen Innenelektrode dagegen mit einem Registrierelektrometer verbunden ist. Oben ist die Höhlung mit einem Metalldeckel verschlossen, der nur kleine Öffnungen für die Aufhänge- bzw. Zuleitungsdrähte trägt. Die elektrometrisch registrierte Ionisation bzw. der registrierte Sättigungsstrom in der Höhlung entspricht der Wirkung der Radium- und Thoriumemanation, die sich jeweils in der Höhlung befinden und ihrer Zerfallsprodukte. Die Wirkung der letzteren läßt sich separat bestimmen, wenn man von Zeit zu Zeit den eingehängten Zylinderkondensator aus der Höhlung heraushebt und wieder den Sättigungsstrom mißt.

Die beschriebene Anordnung wurde von L. Endrös<sup>1)</sup> und eine etwas modifizierte von K. Kähler<sup>2)</sup> in Zusmarshausen (Bayern), München bzw. Potsdam zu längeren Registrierungen benutzt. Die Ergebnisse dieser Versuche seien hier nur ganz kurz erwähnt, da die Anordnung selbst den natürlichen Verhältnissen bei der Exhalation der Emanationen aus dem Boden auch nicht annähernd entspricht, wie auch Kähler bemerkt. Denn die Bodenkapillaren sind hier durch einen weiten Hohlraum ersetzt, dessen Verbindung mit der Außenluft nur durch die Zuführungsöffnungen des mit der Erdoberfläche in einer Ebene liegenden Metalldeckels vermittelt wird. Drückt man die Wirkung der Emanation und ihrer Zerfallsprodukte in elektrostatischen Stromeinheiten aus, so ergibt sich in Potsdam der Gehalt der austretenden Bodenluft pro Kubikzentimeter zu  $0,22 \cdot 10^{-7}$ , in München bzw. Zusmarshausen zu  $1,2$  bzw.  $0,8 \cdot 10^{-7}$ . Wenn man nur zur Ermöglichung einer Umrechnung annehmen wollte, daß diese Ströme nur von Radiumemanation und deren Zerfallsprodukten herrühren, so ergäbe sich der Gehalt der austretenden Bodenluft, ausgedrückt in Curie pro Kubikzentimeter, zu<sup>3)</sup>

$$3,6 \cdot 10^{-15} \text{ (Potsdam), } 13 \cdot 10^{-15} \text{ (Zusmarshausen)} \\ \text{und } 20 \cdot 10^{-15} \text{ (München).}$$

<sup>1)</sup> Diss. München (gedruckt in Erlangen) 1909, ref. Beibl. 1910, S. 1166.

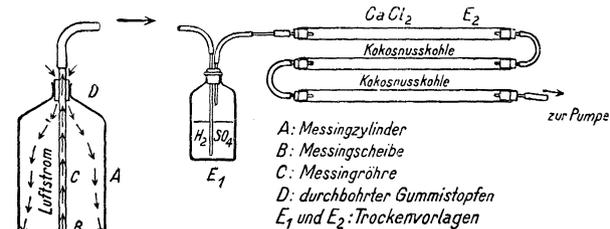
<sup>2)</sup> Veröff. Preuß. Met. Inst. Potsdam, Nr. 267, 1913; Phys. ZS. **15**, 27, 1914.

<sup>3)</sup> 1 Curie Radiumemanation mit allen Zerfallsprodukten bis Radium C einschließlich erzeugt einen Sättigungsstrom von  $6,1 \cdot 10^6$  elektrost. Einh. (siehe Meyer und Schweidler, Radioaktivität, Teubner, 1916, S. 236).

Die Ionisationswirkung der Thoriumemanation ist hier zu der der Radiumemanation mit gezählt.

Für die Beurteilung der Nachlieferung der Emanationen aus dem Erdboden in die freie Atmosphäre ist die direkte Messung der Exhalation unerlässlich: denn die Ebertsche Methode gibt nur den Emanationsgehalt der schon ausgetretenen Bodenluft, nicht aber die Emanationsmengen, die pro Zeit- und Flächeneinheit aus dem Boden in die Luft übertreten (Exhalation).

Die schon erwähnte Methode von Joly und Smyth gestattet die direkte Messung der Exhalation wenigstens für die Radiumemanation: Ein zylindrisches Gefäß (30 cm hoch und 20 cm weit) wird direkt auf den Boden gestellt und leicht hineingedrückt. Das obere Ende des Gefäßes (s. Abb. 8) enthält ein Saugrohr von 1 cm Durchmesser, welches unten in eine dicht über dem Erdboden befindliche Kreisplatte *B* mündet. Das Saug-



*A: Messingzylinder  
B: Messingscheibe  
C: Messingröhre  
D: durchbohrter Gummistopfen  
E<sub>1</sub> und E<sub>2</sub>: Trockenvorlagen*

Abb. 8.

Apparat zur Bestimmung der Emanationsabgabe des Bodens nach Joly und Smyth.

rohr führt durch zwei mit  $\text{H}_2\text{SO}_4$  und  $\text{CaCl}_2$  beschickte Trockenvorlagen zu zwei hintereinander geschalteten, mit je 70 g grobkörniger Kokosnußkohle gepackten Quarzröhren und dann zu einer Saugpumpe. Wenn diese in Tätigkeit gesetzt wird, strömt Luft durch kleine seitliche Öffnungen im Gummipfropfen (in der Abbildung nicht ersichtlich) in das Gefäß ein und wird durch die eigenartige Anordnung gezwungen, rings um den Rand der Kreisplatte entlang der Bodenfläche zu streichen, bevor sie in das vertikale Saugrohr eintritt. Die Pumpe saugt nur 20 bis 30 Liter pro Stunde ab, so daß keine Saugwirkung der radial zum Zentrum der Kreisplatte strömenden Luft auf die Bodenkapillaren zu befürchten ist.

Die Kokosnußkohle absorbiert die ganze in der durchströmenden Luft enthaltene Radiumemanation. Wenn der Versuch be-

endet ist (nach etwa einer Stunde), werden die Quarzröhren abgenommen und im Laboratorium zur Rotglut erhitzt. Die so ausgetriebene Emanation wird dann durch einen Luftstrom in ein vorher evakuiertes Ionisationsgefäß übergeführt. Die dort erzeugte Ionisation wird elektrometrisch gemessen und mit der bekannten Emanationsmenge (etwa von einer Radium-Normallösung) verglichen. Außer Joly und Smyth in Dublin haben auch J. R. Wright und O. F. Smith<sup>1)</sup> in Manila nach dieser Methode gearbeitet.

Nach den Dubliner Messungen beträgt die mittlere pro Quadratcentimeter und Sekunde in die Atmosphäre austretende Menge Radiumemanation

**0,74 · 10<sup>-16</sup> Curie.**

In Manila wurden kleinere Werte beobachtet. Die Exhalation ist von meteorologischen Faktoren abhängig und schwankt etwa im Verhältnis 1:5. An windigen Tagen erreicht die Inhalation die größten Werte. Sie ist am kleinsten bei gefrorenem oder stark durchnäßigem Boden.

## § 18.

### Die festen radioaktiven Zerfallsprodukte in der Atmosphäre.

#### A. Qualitative Methoden.

Die unmittelbaren Zerfallsprodukte der Emanationen (Radium A, Thorium A, Actinium A) sind, wie zahlreiche Laboratoriumsversuche zeigen, positiv geladen und verhalten sich in einem elektrischen Felde wie positive Ionen. J. Elster und H. Geitel<sup>2)</sup> gründeten darauf eine Methode, die Zerfallsprodukte der Emanationen und damit indirekt auch die Emanationen selbst in der freien Atmosphäre nachzuweisen. (Elster-Geitelsche Drahtmethode.)

Es wird ein 10 bis 30 m langer, auf — 2000 bis — 2500 Volt geladener, 0,5 mm dicker Draht an eigens konstruierten Isolierhaken horizontal in einer Höhe von einigen Metern über dem Erdboden ausgespannt und so einige Stunden lang exponiert. Durch die Wirkung des elektrischen Feldes sammeln sich nun auf dem Drahte alle in seiner Nähe befindlichen positiv geladenen

<sup>1)</sup> Phys. Rev. (2) 5, 459, 1915.

<sup>2)</sup> Phys. ZS. 2, 590, 1901; 3, 305, 1902; 4, 96, 522, 1903.

Zerfallsprodukte („Induktionsträger“) an. Der gebildete aktive Beschlag läßt sich auch leicht vom Drahte abreiben und elektrometrisch untersuchen. Gewöhnlich wird aber der Draht nach der Exposition auf einen Rahmen aufgewickelt und so in ein zylindrisches Ionisationsgefäß gebracht. Die dort bewirkte Ionisation wird dann als Maß der „Aktivität“ der Luft benutzt. Elster und Geitel setzten die „Aktivität der Luft“ gleich Eins, wenn nach zweistündiger Exposition je 1 m des aufgewickelten Drahtes in ihrem Ionisationsgefäß (Kapazität samt Elektroskop 14 cm) einen Voltverlust von 1 Volt/Stunde bewirkte. Der jeweils von je 1 m Draht hervorgebrachte Voltverlust pro Stunde heißt dann Aktivierungszahl ( $A$ ).

Da die Elster-Geitelsche Drahtmethode nur ein sehr einfaches, auch auf Reisen leicht zu handhabendes Instrumentarium erfordert, haben zahlreiche Forscher Messungen der Aktivierungszahl  $A$  in den verschiedensten Gegenden ausgeführt. In den Alpen schwanken die so erhaltenen Werte von  $A$  etwa zwischen 30 und 200, mit einem Mittelwert von 80 bis 130. An der Küste der Ozeane und über dem Meere sind die Zahlen etwa zehnmal kleiner.

Heute wird die Elster-Geitelsche Methode nur mehr zu orientierenden Messungen benutzt, da man bald erkannte, daß vor allem die Grundannahme der genannten Forscher, daß die Aktivierung bei Spannungen von über 2000 Volt nicht mehr ansteige, unrichtig war. H. Gerdien<sup>1)</sup>, der auch die Beweglichkeit der Träger der Radiuminduktionen in der Atmosphäre gemessen hat, machte darauf aufmerksam, daß, eben weil sich diese durchaus wie Ionen verhalten, bei unbegrenztem Luftraum mit steigender Spannung immer mehr Träger abgelagert werden. Die Aktivierungszahl ist also nicht nur von der Menge der anwesenden Induktionsträger, sondern auch von deren Beweglichkeit im elektrischen Felde bedingt. Weiter muß die Aktivierungszahl auch von der Zeitdauer der Exposition, der Stärke des Erdfeldes, der Richtung und der Stärke des Windes abhängen.

Die physikalische Bedeutung der Elster-Geitelschen Aktivierungszahl wird noch weiter kompliziert durch die Tatsache, daß nicht nur die Zerfallsprodukte der Radiumemanation abgelagert werden. Die unmittelbar nach Einbringen des Drahtes

---

<sup>1)</sup> Phys. ZS. 6, 465, 1905.

gemessene Aktivität fällt schon in der ersten Stunde stark ab, und aus der Form dieser etwa durch mehrere Stunden verfolgten Abklingungskurve läßt sich durch Vergleich mit den von H. W. Schmidt<sup>1)</sup> für verschiedene Expositionszeit berechneten Zerfallskurven für Radium A, Radium B und Radium C erschließen, daß bei kurzer Expositionszeit fast nur Radium A primär abgelagert wurde. Mit steigender Expositionszeit zeigen aber die Drähte auch mehrere Stunden nach Beendigung der Exposition, also zu einer Zeit, wo die Radiuminduktionen gänzlich verschwunden sind, noch eine Restaktivität, die mit einer Halbwertszeit von etwa 11 Stunden weiter abklingt. Die ersten Beobachter dieser Restaktivität, H. A. Bumstead<sup>2)</sup>, J. E. Burbank<sup>3)</sup>, G. A. Blanc<sup>4)</sup>, A. Gockel<sup>5)</sup>, H. M. Dadourian<sup>6)</sup> u. a., haben dieselbe ganz richtig mit der Ablagerung von Thorium A bzw. der Bildung von Thorium B aus dem erstgenannten Produkt auf dem Drahte erklärt.

Der Thoriumanteil an der Drahtaktivität steigt mit zunehmender Expositionszeit. Die maximal mögliche Menge wird erst bei Expositionszeiten von 3 bis 4 Tagen erreicht, entsprechend der relativ großen Halbwertszeit von Thorium B. Nach K. Kurz<sup>7)</sup> lassen sich übrigens bei beliebiger Expositionszeit die erhaltenen relativen Aktivitäten des Radium- und Thorium-Anteils auf unendlich lange Expositionszeit (Gleichgewicht) umrechnen. Durch Analyse der Zerfallskurven der Drahtaktivität konnten J. Jaufmann<sup>8)</sup>, A. Gockel<sup>9)</sup>, K. Kurz (l. c.) u. a. auch die Anwesenheit von Zerfallsprodukten der Actiniumemanation in der Luft nachweisen. Doch ist der Anteil der Actinium-Induktionen sehr klein (nach K. Kurz nur 3 Proz. der Gesamtaktivität) und praktisch zu vernachlässigen.

Der prozentuelle Anteil der Thoriuminduktionen an der Gesamtaktivität fällt, wie Kurz (l. c.) und F. A. Harvey<sup>10)</sup> bemerkten, mit steigender Expositionsspannung des Drahtes. Er

<sup>1)</sup> Ann. d. Phys. (4) **21**, 609, 1906.

<sup>2)</sup> Phys. ZS. **5**, 540; Amer. Journ. of Sc. (4) **18**, 1, 1904.

<sup>3)</sup> Phys. ZS. **6**, 437, 1905.

<sup>4)</sup> Phil. Mag. (6) **13**, 378, 1907.

<sup>5)</sup> Phys. ZS. **8**, 701, 1907.

<sup>6)</sup> Ebenda **9**, 333, 1908.

<sup>7)</sup> Habilit.-Schrift, München 1909; Münch. Akad. Ber. **25**, 1.

<sup>8)</sup> Meteorol. ZS. **24**, 237, 1907.

<sup>9)</sup> Phys. ZS. **8**, 701, 1907.

<sup>10)</sup> Ebenda **10**, 46, 1909.

hängt auch von der Höhe ab, in der der Draht über dem Erdboden ausgespannt wird. Dieses wurde experimentell von S. Kinoshita, S. Nishikawa und S. Ono<sup>1)</sup> gezeigt: einer vertikalen Höhendifferenz von 5 m entsprach eine Abnahme des Thoriumanteiles auf die Hälfte. Die Theorie des Massenaustausches<sup>2)</sup> durch ungeordnete Luftströmungen, angewendet auf die Verteilung der kurzlebigen Thoriumemanation, zeigt, daß der Gehalt an Thoriumemanation und an dem noch kurzlebigeren Thorium A in einigen Metern über dem Boden schon auf die Hälfte absinkt.

Der Anteil der Thoriuminduktionen an der Gesamtionisation der untersten Luftschichten läßt sich aus Aktivierungsversuchen nach der Drahtmethode nur indirekt und mit einiger Unsicherheit errechnen. Berechnungen dieser Art wurden von W. Wilson<sup>3)</sup>, ferner von Kinoshita, Nishikawa und Ono (l. c.) sowie von S. Sâto nach Versuchen in Manchester bzw. in Japan angestellt. Sie liefern das Ergebnis, daß die Radiumemanation auch in unmittelbarer Bodennähe  $1\frac{1}{2}$ - bis 5 mal soviel zur Ionisation beiträgt, wie die Thoriumemanation.

Zu etwas sichereren Ergebnissen dürfte die Sellasche Ausströmungsmethode<sup>4)</sup> führen: bei dieser werden durch die elektrische Ausströmung aus einer mit Influenzmaschine verbundenen Spitze die gesamten Induktionsträger ohne Unterschied ihrer Beweglichkeit auf einer gegenübergestellten Metallplatte abgelagert. Versuche dieser Art sind in Rom von G. A. Blanc<sup>5)</sup> ausgeführt worden; nach diesen beträgt der Anteil der Thoriuminduktionen an der Gesamtionisation von seiten der Radium- und Thoriuminduktionen nur 10 bis 20 Proz.

Im ganzen wird man wohl trotz des dürftigen Beobachtungsmaterials schließen dürfen, daß die Thoriumemanation mit ihren Zerfallsprodukten auch über Festland weniger zur Gesamtionisation beiträgt als die Radiumemanation mit ihren Folgeprodukten.

Es hat nicht an Versuchen gefehlt, aus den Messungen der Aktivierungszahl den Gehalt der Atmosphäre an Radiumemanation

---

1) Phil. Mag. (6) **22**, 821, 1911.

2) V. F. Hess und Wilh. Schmidt, Phys. ZS. **19**, 109, 1918.

3) Phil. Mag. (6) **17**, 321, 1909.

4) Rend. Accad. Lincei **11**, 1902.

5) Phil. Mag. (6) **13**, 378, 1907; Phys. ZS. **9**, 294, 1908.

abzuleiten, bzw. einen Umrechnungsfaktor zwischen den genannten Größen zu finden (siehe K. Kurz, l. c.). Wegen der mannigfachen Einflüsse, welche für die Aktivierung des Drahtes in stets örtlich und zeitlich wechselnder Art maßgebend sind, kann man, wie W. F. G. Swann<sup>1)</sup> dartut, derartige Umrechnungen nicht einmal als grobe Näherung gelten lassen. Erst Kinoshita (l. c.) und seine Mitarbeiter haben den Einfluß der Windbewegung theoretisch berücksichtigt, und die von ihnen erhaltenen Zahlen für den Emanationsgehalt stimmen der Größenordnung nach mit den durch später zu besprechende direkte Methoden erhaltenen Werten überein. Eine exakte Theorie der Ablagerung der Induktionsträger auf geladenen Drähten wurde von W. F. G. Swann (l. c.) entwickelt. Er berücksichtigt auch den Umstand, daß ein Teil der Induktionsträger durch Wiedervereinigung mit entgegengesetzt geladenen Ionen seine Ladung verliert, und daß andererseits ein kleiner Teil der ursprünglich ungeladenen Radium-B- und Radium-C-Träger durch Anlagerung an kleine oder große Ionen positive oder negative Ladung annehmen kann. Auf horizontalen, nur der Wirkung des Erdfeldes ausgesetzten Drähten sammeln sich daher zugleich mit den Ruß- und Staubeilchen auch Induktionsträger an [Harvey, l. c., S. J. M. Allen]<sup>2)</sup>. Daß Spuren von radioaktiven Induktionen sich auf ungeladenen, ja sogar auch auf positiv geladenen Drähten ansammeln, wurde übrigens schon von E. Sarasin und J. Tommasina<sup>3)</sup> und R. Schenk<sup>4)</sup> bemerkt.

### B. Quantitative Methoden.

Nachdem die Unzulänglichkeiten der Drahtaktivierungsmethode zutage getreten waren, wurden bald Verfahren ausgearbeitet, welche gestatten, die geladenen Radium- und Thoriuminduktionsträger aus einem definierten Luftquantum vollständig niederzuschlagen. Hier sind wieder zwei Fälle zu unterscheiden: a) die Ablagerung aus bewegter Luft (Gerdiensche Aspirationsmethode) und b) die Abscheidung aus einem ruhenden Luftquantum (Verfahren nach A. S. Eve).

---

1) Terr. Magn. **19**, 23, 81, 171, 1914; **20**, 13, 1915.

2) Phys. Rev. (2) **7**, 133, 1916.

3) Arch. d. Genève **18**, 620, 1904; Phys. ZS. **6**, 709, 1905.

4) Jahrb. f. Rad. u. Elektr. **2**, 19, 1905.

a) Gerdiens Aspirationsmethode. Gerdien<sup>1)</sup> benutzt einen Zylinderkondensator ganz ähnlich dem Apparat für die absoluten Leitfähigkeitsbestimmungen, durch welchen Luft in konstantem Strom von bekannter Geschwindigkeit hindurchgesaugt wird. Auf der inneren, negativ geladenen Elektrode werden, wenn das elektrische Feld genügend stark ist, alle im aspirierten Luftquantum enthaltenen Induktionsträger abgelagert, soweit sie positiv geladen sind. Nach Beendigung der Aspiration wird die so aktivierte innere Elektrode herausgenommen und im ganzen oder stückweise in einem Ionisationsgefäß elektrometrisch gemessen. Bei kurzer Aspiration, z. B. 20 bis 30 Minuten, stammt praktisch die ganze, auf der Elektrode gesammelte Aktivität von den Radiuminduktionen. Für das Studium der Thoriuminduktionen wird man Aspirationszeiten von mindestens einigen Stunden wählen. Aus der Verteilung der Aktivität über die einzelnen Teile der Innenelektrode läßt sich auch die Beweglichkeit der Induktionsträger nach Gerdien berechnen. Tatsächlich sind bei den Radium- und bei den Thoriuminduktionen Beweglichkeiten gefunden worden, die von 0,00002 bis aufwärts zu 25 cm/sec: Volt reichen, also einen noch weiteren Bereich umfassen, wie die verschiedenen Ionengattungen in atmosphärischer Luft.

b) Die Evesche Methode. A. S. E[ve<sup>2)</sup> hat ein großes, zylindrisches Eisengefäß (16 cbm Rauminhalt) mit gewöhnlicher, emanationshaltiger Freiluft gefüllt und auf einem darin axial ausgespannten Draht, der auf — 10000 Volt geladen war, die Induktionen quantitativ bei einer Expositionszeit von zwei Stunden eingefangen. Der so aktivierte Draht wurde elektrometrisch untersucht und durch einen Parallelversuch bei Füllung des Gefäßes mit bekannten Emanationsmengen festgestellt, welcher Emanationsmenge die gefundene Aktivität entsprach. Ein derartiger Versuch in Montreal ergab für den Emanationsgehalt der dortigen Freiluft den Wert  $10^{-16}$  curie/ccm, für Laboratoriumsluft einen dreimal größeren Wert. Diese Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit den später zu besprechenden direkten Bestimmungen.

---

<sup>1)</sup> Abhandl. d. Kgl. Ges. d. Wiss. Göttingen (N. F.), math.-phys. Kl. V, Nr. 5, 1907; Phys. ZS. 6, 465, 1905.

<sup>2)</sup> Phil. Mag. (6) 10, 98, 1905.

Die Theorie der Ablagerung von Induktionsträgern aus emanationshaltiger ruhender Luft ist für den Fall eines Zylinderkondensators von Frau M. Curie (Traité de Radioactivité, II., S. 474, Paris 1910), für den Fall des Plattenkondensators von St. Meyer und E. Schweidler („Radioaktivität“, Leipzig 1916, S. 463) behandelt.

Wir wollen nun die theoretischen Grundlagen der Gerdien-schen Aspirationsmethode behandeln:

Nachdem von H. W. Schmidt und K. Kurz (l. c.) gezeigt worden ist, daß, wenn man in einem Gemenge von Radiumemanation, Thoriumemanation und Actiniumemanation einen negativ geladenen Leiter exponiert, hauptsächlich die primär aus den drei Emanationen gebildeten Produkte Radium A, Thorium A und Actinium A abgelagert werden, wird es gerechtfertigt sein, wenn wir zur Vereinfachung der Ableitungen; wie üblich, annehmen, daß ausschließlich diese A-Produkte der Wirkung des Feldes folgen.

Zunächst sei alleinige Anwesenheit von Radiumemanation vorausgesetzt, und es wird die Aufgabe gestellt, aus der auf der axialen Elektrode angesammelten Aktivität den Radium-A-Gehalt der Atmosphäre zu berechnen. Ist die Fördermenge des Aspirators  $W$  (ccm/sec),  $m$  die Zahl der positiv geladenen Radium-A-Atome, die pro Sekunde primär abgelagert werden, und wird die Feldstärke im Zylinderkondensator so bemessen, daß alle Radium-A-Träger, auch diejenigen mit geringer Beweglichkeit, abgeschieden werden, so ist die Zahl der in der Freiluft pro Kubikzentimeter vorhandenen Radium-A-Träger

$$v = m/W.$$

Es ist üblich, nicht diese Zahl der Radium-A-Atome, sondern den Sättigungsstrom anzugeben, den sie bei allseitiger Ausnutzung ihrer  $\alpha$ -Strahlung in Luft erzeugen: dieser ist gleich dem Produkt der Zahl der pro Sekunde zerfallenden Atome von Radium A (Zerfallskonstante  $\lambda_1$ )  $\lambda_1 \cdot v$  und des Sättigungsstromes  $k_1$ , den ein  $\alpha$ -Teilchen beim Durchlaufen seiner Reichweite erzeugt. Diese Konstante  $k_1$  ist selbst gleich dem Produkt der Zahl der Ionenpaare, die ein  $\alpha$ -Teilchen erzeugt, und des Elementarquantums.

Der Radium-A-Gehalt  $\bar{s}$ , ausgedrückt in elektrostatischen Stromeinheiten ist demnach

$$\bar{s} = k_1 \cdot \lambda_1 \cdot v = k_1 \cdot \lambda_1 \cdot \frac{m}{W} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (1)$$

Sind  $\lambda_2$  und  $\lambda_3$  die Zerfallskonstanten von Radium B und Radium C (letzteres kann ohne Beeinträchtigung der Genauigkeit dieser Rechnung der Einfachheit halber als einheitliche Substanz angenommen werden), so ist bei Beendigung der Aspiration von der Dauer  $\vartheta$ , welchen Zeitpunkt wir willkürlich als  $t = 0$  wählen, die Zahl der auf der axialen Elektrode befindlichen Atome von Radium A, Radium B und Radium C gegeben durch die folgenden Ausdrücke<sup>1)</sup>:

$$\mathfrak{A}_0 = \frac{m}{\lambda_1} \cdot (1 - e^{-\lambda_1 \vartheta}) \dots \dots \dots (2)$$

$$\mathfrak{B}_0 = \frac{m}{\lambda_2} \left[ \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 \vartheta}) + \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 \vartheta}) \right] \dots (3)$$

$$\mathfrak{C}_0 = \frac{m}{\lambda_3} [a(1 - e^{-\lambda_1 \vartheta}) + b(1 - e^{-\lambda_2 \vartheta}) + c(1 - e^{-\lambda_3 \vartheta})] \dots (4)$$

wobei die Koeffizienten  $a, b, c$  die folgende Bedeutung haben:

$$a = \frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)}, \quad b = \frac{-\lambda_1 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_2 - \lambda_3)}, \quad c = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)}$$

Der Sättigungsstrom, der am Ende der Exposition ( $t = 0$ ) von den pro Sekunde zerfallenden Atomen der drei Substanzen erzeugt wird, ist

$$I_0 = \frac{1}{2} (\lambda_1 \mathfrak{A}_0 k_1 + \lambda_2 \mathfrak{B}_0 k_2 + \lambda_3 \mathfrak{C}_0 k_3) \dots \dots (5)$$

$k_2$  und  $k_3$  bedeutet den je einem  $\alpha$ -Teilchen von Radium B bzw. Radium C entsprechenden Sättigungsstrom. Da nun Radium B keine  $\alpha$ -Teilchen aussendet und seine  $\beta$ -Strahlung nur sehr wenig ausmacht, so ist das mittlere Glied in (5) praktisch zu vernachlässigen. Der Faktor  $\frac{1}{2}$  rührt daher, daß bei einem auf einer Metallfläche befindlichen radioaktiven Niederschlag die Hälfte der  $\alpha$ -Teilchen (nämlich die nach der Unterlage hin gerichteten) im Metall selbst absorbiert wird, daher nicht ionisiert.

Die Sättigungsstromstärke zur Zeit  $t = 0$  kann nicht beobachtet werden, da doch immerhin einige Zeit vergeht, bis die Elektrode in das Ionisationsgefäß eingebracht, eingesetzt und gemessen wird. Doch kann aus den zu späteren Zeiten — etwa innerhalb der ersten 15 Minuten — beobachteten Werten unschwer auf  $t = 0$  zurückextrapoliert werden.

<sup>1)</sup> E. Rutherford, Radioaktivität. Berlin, 1907, siehe auch H. W. Schmidt, l. c.

Aus (5) ergibt sich (bei Vernachlässigung des Mittelgliedes) unter Einsetzung aus (2) und (4)

$$m = \frac{2 I_0}{k_1(1 - e^{-\lambda_1 \vartheta}) + k_3[a(1 - e^{-\lambda_1 \vartheta}) + b(1 - e^{-\lambda_2 \vartheta}) + c(1 - e^{-\lambda_3 \vartheta})]} \quad (6)$$

Ist  $C$  die Kapazität des Elektrometers mit dem Ionisationsgefäß und  $dV/dt$  der für  $t = 0$  extrapolierte Spannungsabfall am Elektrometer in elektrostatischen Einheiten, so ist unter Berücksichtigung von (1)

$$W \cdot \bar{s} = \frac{2 \lambda_1 \cdot C \cdot \frac{dV}{dt}}{1 - e^{-\lambda_1 \vartheta} + k_3/k_1 [a(1 - e^{-\lambda_1 \vartheta}) + b(1 - e^{-\lambda_2 \vartheta}) + c(1 - e^{-\lambda_3 \vartheta})]} \quad (7)$$

Der Gehalt der Freiluft an geladenen Radium-A-Trägern, gemessen in Stromeinheiten, ist also

$$\bar{s} = \frac{K}{W} \cdot C \cdot \frac{dV}{dt},$$

wobei

$$K = \frac{2 \lambda_1}{(1 - e^{-\lambda_1 \vartheta}) + k_3/k_1 [a(1 - e^{-\lambda_1 \vartheta}) + b(1 - e^{-\lambda_2 \vartheta}) + c(1 - e^{-\lambda_3 \vartheta})]} \cdot \cdot \quad (8)$$

Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Formeln ist, daß wirklich alle geladenen Radium-A-Träger abgefangen werden. Um dessen sicher zu sein, hat man nur die Spannungsdifferenz  $E$  im Zylinderkondensator bei gegebener Luftgeschwindigkeit  $G$  so hoch zu wählen, daß die Gerdienische Bedingung (vgl. § 9)

$$E > \frac{G(r_a^2 - r_i^2) \log r_a/r_i}{2k \cdot l}$$

erfüllt bleibt. Für die in diesem Ausdruck enthaltene Beweglichkeit  $k$  der Induktionsträger kann mit für praktische Zwecke ausreichender Genauigkeit als untere Grenze etwa 0,1 cm/sec : Volt/cm eingesetzt werden, da nach Gerdien mehr als 90 Proz. der Träger sich wie kleine Ionen verhalten.

Die Formel (8) gilt streng natürlich nur dann, wenn während der Aspirationszeit sich keine Thoriumprodukte in merklicher Menge abgelagert haben. Bei Aspirationszeiten von nicht mehr als 60 Minuten kann man annehmen, daß dies der Fall ist.

Prinzipiell bestehen übrigens gar keine Schwierigkeiten, die Gerdienische Aspirationsmethode auch zur Ermittlung des Gehalts

der Atmosphäre an Thoriumprodukten anzuwenden. Es wären dazu nur viel längere Aspirationszeiten notwendig.

Numerische Werte der in Formel (8) eintretenden Konstante  $K$  für Aspirationszeiten von 2 Minuten bis zu 180 Minuten sind von K. W. F. Kohlrausch<sup>1)</sup> berechnet worden.

Die oben (S. 79) erwähnte strenge Theorie der Ablagerung der radioaktiven Induktionen nach W. F. G. Swann ist natürlich auch für die Aspirationsmethode (d. h. den Fall bewegter Luft) anwendbar. Für die Bedürfnisse der praktischen Anwendung dürfte die hier gegebene einfache Theorie ausreichen.

### § 19. Resultate der Messungen des Radium-A-Gehalts der Atmosphäre mittels der Gerdieschen Aspirationsmethode.

Beobachtungen des Gehalts der Luft an Radium A nach der beschriebenen Methode wurden ausgeführt: von H. Gerdien<sup>2)</sup> in Göttingen, K. W. F. Kohlrausch<sup>3)</sup>, in Gleinstätten (Steiermark) und Seeham (Salzburg), K. Kurz<sup>4)</sup> in Gießen, V. F. Hess<sup>5)</sup> in den Donauauen bei Wien, A. Gockel<sup>6)</sup> im Adriatischen und Ägäischen Meere und von E. Schrödinger<sup>7)</sup> in Seeham.

Die Methode wurde von den genannten Autoren sukzessive verbessert und empfindlicher gemacht. P. H. Dike<sup>8)</sup> in Cambridge (England) arbeitete nicht mit einem Zylinderkondensator, sondern er ließ einen starken Luftstrom durch ein engmaschiges Metallnetz streichen, das auf — 6000 Volt geladen gehalten wurde. Nach der Exposition wurde das so aktivierte Netz in ein Ionisationsgefäß gebracht und seine Aktivität bestimmt. Leider lassen sich die Dikeschen Beobachtungen nachträglich nicht mehr in absolute Einheiten umrechnen. Zahlreiche Messungen wurden auch auf den Fahrten des Forschungsschiffes „Carnegie“ (1915 bis 1921)

<sup>1)</sup> Physik. ZS. **13**, 1193, 1912.

<sup>2)</sup> Physik. ZS. **6**, 465, 1905; Abh. d. K. Ges. d. Wiss. Göttingen, N. F., V, Nr. 5, 1907.

<sup>3)</sup> Wien. Ber. **115**, 1263, 1906; **119**, 1578, 1910; Phys. ZS. **13**, 1193, 1912.

<sup>4)</sup> Dissert. Gießen 1907; Phys. ZS. **9**, 177, 1908.

<sup>5)</sup> Wien. Ber. **119**, 145 u. 507, 1910.

<sup>6)</sup> Phys. ZS. **12**, 65, 1911.

<sup>7)</sup> Wien. Ber. **122**, 2023, 1913.

<sup>8)</sup> Terr. Mag. **11**, 125, 1906.

ausgeführt<sup>1)</sup>, wobei eine von Swann für Schiffsbeobachtungen ausgearbeitete Modifikation der Gerdienschen Methode in Anwendung kam. Eine für Flugzeugbeobachtungen speziell angepaßte Modifikation der Gerdienschen Methode stammt von H. Bongards<sup>2)</sup>, der eine Reihe von Messungen in 3 bis 4 km Höhe damit ausgeführt hat.

**1. Mittelwerte des Radium-A-Gehalts in der Nähe des Erdbodens.** Die Mittelwerte der vorliegenden, nicht sehr zahlreichen Beobachtungen sind nach Anbringung der bei den ersten Untersuchungen später als notwendig erkannten Korrekturen von Hess und von Kohlrausch (l. c.) in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die Werte von  $\bar{s}$  geben wieder den Radium-A-Gehalt der Luft pro Kubikzentimeter, ausgedrückt durch den Sättigungsstrom in elektrostatischen Einheiten, bei allseitiger Ausnutzung der  $\alpha$ -Strahlen.

Autor	Zahl der Versuche	Mittelwert $\bar{s}$
Gerdien 1905 . . . . .	—	12,4 . 10 <sup>-11</sup>
Kohlrausch 1906 . . . . .	37	9,3 . 10 <sup>-11</sup>
Kurz 1907 . . . . .	9	18,4 . 10 <sup>-11</sup>
Hess 1909 . . . . .	110	3,0 . 10 <sup>-11</sup>
Kohlrausch 1910 . . . . .	31	20,2 . 10 <sup>-11</sup>
Schrödinger 1913 . . . . .	105	2,7 . 10 <sup>-11</sup>

Mittelwert 11,0 . 10<sup>-11</sup> ESE/ccm

Sämtliche Messungen sind in den Sommermonaten ausgeführt worden. Mangels weiterer Daten wird man wohl den Mittelwert 11 . 10<sup>-11</sup> als halbwegs repräsentativ für die Größenordnung des Radium-A-Gehalts ansehen dürfen.

Bezüglich der Schwankungen des Radium-A-Gehalts sei vor allem erwähnt, daß Hess und Schrödinger einen regelmäßigen täglichen Gang beobachtet haben, der übrigens in Seeham viel ausgeprägter war als in den Donauauen. Sehr deutlich ist auch das Anwachsen des Radium-A-Gehalts bei fallendem Luftdruck: es ist dann  $\bar{s}$  in den Donauauen doppelt so groß, als bei steigen-

<sup>1)</sup> W. F. G. Swann, Publication Nr. 175, Vol. III, Carnegie Inst. Washington, p. 390. L. A. Bauer und Swann, Carnegie Inst. Yearbook 1916, p. 326; 1917, p. 281. S. J. Mauchly, Terr. Magn. **29**, 187, 1924.

<sup>2)</sup> Meteorol. ZS. **36**, 339, 1919 und Phys. ZS. **25**, 679, 1924.

dem Luftdruck. Steigende Temperatur wirkt vermehrend auf  $\bar{s}$ , ebenso hohe Windgeschwindigkeiten und Reinheit der Luft (gemessen durch die Sichtigkeit). Alle diese Einflüsse sind verständlich, wenn man bedenkt, daß die Radiumemanation aus dem Erdboden entstammt und aus den Bodenkapillaren durch Fallen des Luftdruckes und intensive Besonnung der Erdoberfläche sowie durch die Saugwirkung des Windes emporgetrieben werden muß.

Die Bongardsschen Messungen im Flugzeug in 3 bis 4 km Höhe zeigen, daß dort der Radium-A-Gehalt meist etwa 0,1 bis  $0,5 \cdot 10^{-11}$  ESE/ccm beträgt, also 10- bis 100 mal kleiner ist, als in Bodennähe. Ein an zwei Tagen bemerkter bedeutender Anstieg bis auf  $6,7 \cdot 10^{-11}$  wird wohl durch lokale Emporführung von Emanation durch meteorologische Einflüsse zu deuten sein. Bongards (l. c.) ist dagegen der Ansicht, daß Emanation zeitweilig von der Sonne her in die Erdatmosphäre gelangen könne. Man wird sich dieser Ansicht wohl kaum anschließen können, da direkte Bestimmungen des Emanationsgehaltes in der Höhe (siehe nächsten Abschnitt) dagegen sprechen.

**2. Umrechnung auf Emanationseinheiten.** Eine Berechnung des Emanationsgehaltes aus den mitgeteilten Daten begegnet nicht unerheblichen Schwierigkeiten. Vor allem ist zu bedenken, daß die oben erwähnten Bestimmungen nur den Gehalt an positiv geladenen Radium-A-Trägern ergeben. Nun verliert aber ein beträchtlicher Bruchteil der ursprünglich vorhandenen Radium-A-Träger durch Wiedervereinigung mit negativen Ionen seine Ladung, kann daher auch nicht durch das elektrische Feld im Aspirationsrohr abgefangen werden. J. Salpeter<sup>1)</sup> hat berechnet, wieviel diese ungeladenen Radium-A-Träger im Verhältnis zur Gesamtzahl ausmachen. Nach dieser Rechnung beträgt der Bruchteil der Radium-A-Träger, welcher geladener ist,

$$\eta = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 + \alpha n}$$

(hierin bedeutet  $\lambda_1$  die Zerfallskonstante von Radium A und  $n$  die Zahl der negativen Luftionen pro Kubikzentimeter).

Nimmt man den Wiedervereinigungskoeffizienten  $\alpha$  zu  $3 \cdot 10^{-6}$ ,  $n$  zu 700, was den mittleren Verhältnissen in Freiluft entspricht,

<sup>1)</sup> Wien. Ber. 118, 1163, 1909, u. 119, 107, 1910; Bull. Acad. Cracovie A 1910, S. 23.

so wird  $\eta = 0,64$ , d. h. 64 Proz. der Radium-A-Träger sind unter diesen Umständen geladen, 36 Proz. ungeladen.

Die Salpetersche Korrektur ist aber wegen der Unsicherheit bei der Einsetzung des Zahlenwertes des Wiedervereinigungskoeffizienten doch nicht geeignet, mehr als die Größenordnung des Gesamtgehaltes der Luft an Radium A bzw. Emanation festzulegen. Neuere Arbeiten haben gezeigt, daß  $\alpha$  in Freiluft erheblich von der Ionenzahl selbst abhängt (siehe Kap. IV), und wenn man die Schweidlerschen Werte der Wiedervereinigungskonstante benutzt, kommt man zu dem Resultat, daß nur ein Sechstel der Radium-A-Träger geladen bleibt.

Legt man die erstgenannten Zahlen der Rechnung zugrunde, so ergibt sich, daß dem mittleren Gehalt an positiv geladenen Radium-A-Trägern von  $11 \cdot 10^{-11}$  ESE/ccm ein Emanationsgehalt der Luft von

$$57 \cdot 10^{-18} \text{ curie/ccm}$$

entspricht. Nimmt man aber an, daß bis zu fünf Sechstel der Träger ungeladen sein können, so wäre der mittlere entsprechende Emanationsgehalt sogar  $220 \cdot 10^{-18}$  curie/ccm. Die direkten Bestimmungen ergeben, wie im nächsten Abschnitt gezeigt werden wird, Zahlen, welche in der Mitte zwischen den beiden erwähnten Werten liegen.

J. Salpeter (l. c.) hat auch darauf hingewiesen, daß ein Teil der positiv geladenen Radium-A-Träger dadurch der Messung entgehe, daß er unter der Wirkung des normalen, abwärts gerichteten Erdfeldes an der Erdoberfläche abgelagert wird. Wenn man berücksichtigt, daß die Beweglichkeit der Träger nicht größer ist als die der kleinen Ionen, so würde diese Korrektur den Wert von  $\bar{s}$  um höchstens 5 Proz. erhöhen.

**3. Die Beobachtungen über dem Meere.** Von besonderem Interesse ist es nun, den eben besprochenen Beobachtungen über Land die Ergebnisse der Beobachtungen auf See gegenüberzustellen: Schon die ersten Messungen von Gockel (l. c. S. 84) auf einer Reise von Triest nach Konstantinopel ließen erkennen, daß über dem Meere der Induktionsgehalt wesentlich kleiner ist. Aber erst die mit verbesserter Methode ausgeführten, überaus zahlreichen Messungen auf den Fahrten des Forschungsschiffes „Carnegie“ (siehe Bauer, Swann, Mauchly, l. c. S. 85) auf fast

allen Meeren brachten volle Klarheit. Die folgende Tabelle<sup>1)</sup> enthält die bereits mit der Salpeterschen Korrektur versehenen, d. h. auch die ungeladenen Radium-A-Teilchen berücksichtigenden Ergebnisse, wobei aus dem Radium-A-Gehalt gleich der entsprechende Emanationsgehalt berechnet worden ist:

Ort und Zeit der Messungen	Zahl der Messungen	Mittelwert in (10 <sup>-18</sup> ) curie/ccm
Pazifischer Ozean, 1915 . . . . . (Panama—Honolulu—Alaska—Neuseeland)	106	2,0
Südsee 1915/16 . . . . . (Weltumsegelung auf 44—60° südl. Breite)	50	0,28
Pazifischer Ozean 1916/17 (Kreuzfahrt) . . . . .	46	4,04
Atlantischer Ozean (nahe der südamerikanischen Küste) . . . . .	7	29,9
Pazifischer Ozean 1918 (auf 280° östl. Länge bis Panama, von 56° südl. Breite bis 3° nördl. Breite)	15	0,79
Atlantischer Ozean, 1918/20 (Durchquerung, dann um das Kap der guten Hoffnung bis in den Indischen Ozean) . . . . .	94	3,06
Indischer Ozean 1920 . . . . .	31	1,45
Pazifischer Ozean 1920/21 . . . . .	35	1,50

Gesamtmittel aus 384 Messungen  $2,65 \cdot 10^{-18}$

Das Gesamtmittel aus allen in nicht großer Entfernung vom Festland erhaltenen Werten beträgt  $7,99 \cdot 10^{-18}$ , dagegen das Mittel aus den 299 in sehr großer Entfernung vom Lande erhaltenen Werten nur  $1,14 \cdot 10^{-18}$  curie/ccm. Da der Emanationsgehalt über Land etwa  $100 \cdot 10^{-18}$  curie/ccm beträgt, so kann man sagen, daß in landfernen Gebieten des Weltmeeres der Emanationsgehalt etwa hundertmal kleiner ist als über Land. Diese Messungen bilden den stärksten Beweis für den rein festländischen Ursprung der in der Atmosphäre festgestellten Radiumemanationsmengen. Wenn, wie Bongards behauptet, von der Sonne her etwa durch radioaktiven Rückstoß Emanationsatome von oben her in die Erdatmosphäre eindringen, so müßten sich diese Emanationseinbrüche auch bei den sechsjährigen, meist in landfernen Gebieten des Weltmeeres aus-

<sup>1)</sup> Die Tabelle verdankt der Verfasser der Freundlichkeit von Dr. L. A. Bauer, Direktor des Departments für Erdmagnetismus der Carnegie Institution in Washington.

geführten Messungen der Carnegie-Expeditionen gezeigt haben. Dies war aber nicht der Fall.

Von hohem Interesse ist endlich der Zusammenhang des Induktions- bzw. Emanationsgehalts der Luft mit der Ionendichte und der Leitfähigkeit. Parallelbeobachtungen dieser Elemente sind nur von Hess (l.c.) und Schrödinger (l.c.) gemacht worden. Aus diesen Beobachtungen geht deutlich hervor, daß einem erhöhten Gehalt an Radiumemanation, Radium A und Radium C auch deutlich erhöhte Ionendichte bzw. Ionisierungsstärke entspricht, und es läßt sich zeigen, daß die beobachtete Erhöhung der letzteren quantitativ der Erhöhung des Emanationsgehalts entspricht (Hess). Nach Schrödingers Messungen in Seeham haben Leitfähigkeit und Induktionsgehalt übereinstimmenden täglichen Gang, doch ist dort die Amplitude des Ganges der Leitfähigkeit viermal größer, als es die Amplitude des Ganges des Induktionsgehalts erwarten läßt. Es müssen daher an diesem Beobachtungsort analoge Schwankungen des Gehaltes an Thoriuminduktionen und inverser täglicher Gang der Beweglichkeit der Induktionen die große Leitfähigkeitsschwankung bewirken.

## § 20. Direkte Methoden zur Bestimmung des Gehaltes der Luft an Radiumemanation und die Ergebnisse dieser Messungen.

Nachdem gezeigt worden ist, daß die bisher besprochenen Methoden, welche indirekt den Gehalt der Luft an Radiumemanation aus der Bestimmung des Radium-A-Gehalts zu ermitteln gestatten, mit mancherlei Schwächen und Ungenauigkeiten behaftet sind, wird es verständlich, daß es von großer Wichtigkeit für die luftelektrische Forschung ist, Methoden zu besitzen, welche den Emanationsgehalt direkt zu bestimmen gestatten.

Die Radiumemanation als inertes Edelgas kann durch Adsorption in Flüssigkeiten, Adsorption an festen Körpern, z. B. gepulverten Substanzen, und durch Verflüssigung bei tiefen Temperaturen aus emanationshaltiger Freiluft angereichert werden. Danach ergibt sich schon eine Dreiteilung der möglichen Ansammlungsmethoden. Der Nachweis und die Messung der so angereicherten Mengen von Radiumemanation geschieht durch Überführung derselben in ein Ionisationsgefäß und Vergleich der dort erzeugten Ionisation mit der bekannter Emanationsmengen aus Radiumnormallösungen. Ein prinzipiell verschiedenes Ver-

fahren zur Bestimmung des Emanationsgehaltes ist unter 4. beschrieben. Zu bemerken ist, daß alle hier genannten direkten Methoden nur für Radiumemanation anwendbar sind; die Anreicherung der Thorium- und Actiniumemanation aus der Luft ist wegen ihres raschen Zerfalls nicht möglich.

**1. Die Absorptionsmethode.** Gewisse Flüssigkeiten, wie Petroleum, Öle, Toluol, Schwefelkohlenstoff und andere, haben die Eigenschaft, bei tiefen Temperaturen großes Absorptionsvermögen für Emanation zu besitzen. Das von Maché mit R. Hofmann<sup>1)</sup> und T. Rimmer<sup>2)</sup> ausgearbeitete Verfahren besteht nun darin, daß zuerst durch die in einer Kältemischung abgekühlte absorbierende Flüssigkeit Freiluft von unbekanntem Emanationsgehalt längere Zeit hindurchgetrieben wird, bis Gleichgewicht erreicht ist. Dann wird das Gefäß abgeschlossen, auf Zimmertemperatur erwärmt und durch Zirkulation mittels Gummigebläse die in der Flüssigkeit früher absorbierte Emanationsmenge in ein Ionsationsgefäß übergeleitet. Die Methode wurde zur Bestimmung des Emanationsgehalts von Kellerluft und relativ emanationsreicher Laboratoriumsluft verwendet. Für Freiluft würde es besser sein, nach einem Vorschlag von J. Olujic<sup>3)</sup> die Absorption bei Drucken von etwa 90 Atmosphären vorzunehmen, da sonst die angereicherten Emanationsmengen meist zu gering ausfallen.

**2. Die Adsorptionsmethode.** Das erste brauchbare Verfahren zur Bestimmung des Emanationsgehaltes der Freiluft durch Adsorption in Kokosnußkohle ist von A. S. Eve<sup>4)</sup> ausgearbeitet, nachdem E. Rutherford<sup>5)</sup> festgestellt hatte, daß frisch geglühte Kokosnußkohle schon bei Zimmertemperatur durchgeleitete Emanation vollständig absorbiert, wenn die Strömungsgeschwindigkeit genügend klein gewählt wird. J. Satterly<sup>6)</sup> hat dann die Methode wesentlich verbessert, so daß schon drei Stunden Aspiration ausreichen, um nachweisbare Emanationsmengen aus Freiluft anzureichern. Er benutzte den Kunstgriff, die Freiluft gleichzeitig durch zwei Rohrsysteme zu leiten, deren eines eine vorher

<sup>1)</sup> Phys. ZS. **6**, 337, 1905.

<sup>2)</sup> Ebenda **7**, 617, 1906.

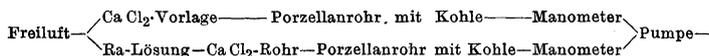
<sup>3)</sup> Dissert. Freiburg (Schweiz) 1918, Jahrb. f. Rad. u. El. **15**, 158, 1918.

<sup>4)</sup> Phil. Mag. (6) **14**, 724 u. **16**, 622, 1907 u. 1908.

<sup>5)</sup> Nature **74**, 634, 1906.

<sup>6)</sup> Phil. Mag. (6) **20**, 1 u. 788, 1910.

entemanierter Radiumlösung von bekanntem sehr kleinen Radiumgehalt enthielt, nach folgendem Schema:



Nach Beendigung der Aspirationszeit (gewöhnlich 21 Stunden) wurden die beiden Porzellanrohre abgeschaltet, die darin adsorbierte Emanation durch Erhitzen auf Rotglut ausgetrieben und in ein etwa vorher evakuiertes Ionisationsgefäß eingeleitet. Bei der praktischen Durchführung stellte es sich heraus, daß man, um die Aspirationszeit nicht unnötig groß nehmen zu müssen, mit größerer Strömungsgeschwindigkeit arbeiten muß, wobei nur ein durch besondere Versuche zu bestimmender Prozentsatz der durchströmenden Emanation adsorbiert wird. Weitere Verbesserungen der Methode sind von J. R. Wright und Smith<sup>1)</sup> sowie Olujic<sup>2)</sup> ausgearbeitet worden. Immerhin muß gesagt werden, daß die Adsorptionsmethode etwas umständlich ist und besondere Kontrollversuche erfordert, um festzustellen, welcher Prozentsatz der in der durchstreichenden Luft enthaltenen Emanation in der Kohle adsorbiert wird. Bezüglich der erforderlichen Vergleichslösungen mit bekanntem Radiumgehalt muß auch berücksichtigt werden, daß solche Lösungen zuweilen die Tendenz zeigen, im Verlauf von Monaten und Jahren weniger Emanation abzugeben wegen spontaner Ausfällung eines Teiles des ursprünglich gelösten Radiums. Es dürfte empfehlenswerter sein, Uranerzlösungen von bekanntem Radiumgehalt zu benutzen. Geeichte Lösungen dieser Art, welche hervorragend gute Konstanz hinsichtlich ihrer Emanationsabgabe zeigen, werden von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Charlottenburg bei Berlin hergestellt.

**3. Die Kondensationsmethode.** H. Ebert<sup>3)</sup> gelang es schon im Jahre 1903, aus emanationshaltiger Luft die Emanation durch Abkühlung mittels flüssiger Luft anzureichern und so qualitativ die Anwesenheit dieses radioaktiven Gases direkt nachzuweisen. Quantitativ wurde dieses Verfahren durch J. Satterly<sup>4)</sup>

<sup>1)</sup> Phys. Rev. (2) 5, 459, 1915.

<sup>2)</sup> Dissert. Freiburg (Schweiz) 1918, Jahrb. f. Rad. u. El. 15, 158, 1918.

<sup>3)</sup> München. Sitz.-Ber. 33, 133, 1903.

<sup>4)</sup> Phil. Mag. (6) 16, 554, 1908.

und G. C. Ashman<sup>1)</sup> ausgearbeitet und später von J. Olujic<sup>2)</sup> sowie von A. Wigand<sup>3)</sup> vervollkommnet.

Bei der geringen Konzentration der Radiumemanation in der Atmosphäre (1 bis 2 Atome pro Kubikzentimeter) kann man von einer eigentlichen Kondensation nicht mehr sprechen, ebenso wie auch die gaskinetischen Begriffe z. B. der Dampfdruck, dann ihre eigentliche Bedeutung verlieren. Man wird daher den Vorgang eher als eine Art Adsorption der Emanationsatome an den Wänden des Kühlapparates auffassen müssen, wie Wigand sehr richtig hervorhebt. Das Prinzip der Methode sei kurz beschrieben: Durch eine Saugpumpe wird Freiluft in ein Rohrsystem eingesaugt, welches Vorlagen von  $\text{CaCl}_2$ , Na,  $\text{H}_2\text{SO}_4$  und NaOH zur Absorption des Wasserdampfes und der Kohlensäure enthält. Die manometrisch oder mittels Gasuhr gemessene Strömungsgeschwindigkeit wird ziemlich niedrig (0,5 Liter bis 3 Liter pro Minute) und während des Versuches konstant gehalten. Die getrocknete kohlenstofffreie Luft tritt dann in den Kühler, der im wesentlichen ein System von engen Kanälen in einem hermetisch verschließbaren Gefäß darstellt, das von außen durch flüssige Luft auf Temperaturen unter  $-150^\circ$  gehalten wird.

Nach Beendigung des Durchströmens wird das Kühlgefäß abgeschlossen, aus der flüssigen Luft herausgenommen und dann mit einem evakuierten Ionisationsgefäß in Verbindung gesetzt, worauf bei allmählicher Erwärmung auf Zimmertemperatur die Emanation durch Nachspülen mit geringen Mengen frischer Luft quantitativ aus dem Kondensationsgefäß ins Ionisationsgefäß übergeführt wird. Die Messung erfolgt in üblicher Weise durch Vergleich der Ionisationswirkung mit der von bekannten Emanationsmengen.

Die zur Ausführung eines Versuches notwendige Zeit beträgt einige Stunden, das Resultat stellt daher auch stets einen Mittelwert über die genannte Zeit dar. Olujic (l. c.) drückte die Versuchsdauer auf eine Stunde herab.

Noch erheblich kürzere Versuchsdauer erzielte Wigand (l. c.), der die Methode speziell für Versuche im Flugzeug modifizierte.

<sup>1)</sup> Amer. Journ. of Soc. (4) 26, 119, 1908.

<sup>2)</sup> Jahrb. f. Rad. u. Elektrot. 15, 158, 1918.

<sup>3)</sup> Fortschr. d. Chem., Phys. u. phys. Chem. 18, 5. Heft, 1925; Phys. ZS. 25, 684, 1924.

Bei so kurzer Strömungszeit muß begreiflicherwise mit viel größerer Strömungsgeschwindigkeit gearbeitet werden. Es wird dann nur ein Bruchteil der in der Freiluft erhaltenen Emanationsmengen kondensiert, und dieser Prozentsatz ist durch eigene Kontrollversuche zu ermitteln.

**4. Die Entemanierungsmethode.** Während die unter 1. bis 3. beschriebenen Methoden auf dem Prinzip beruhen, die Emanationsmenge eines großen Luftvolumens in einem kleinen Luftvolumen anzureichern und dann in ein Ionisationsgefäß überzuführen, ist es an Orten, wo der Emanationsgehalt der Freiluft relativ groß ist, möglich, auch den umgekehrten Weg einzuschlagen, nämlich die in einem großen Ionisationsgefäß befindliche Luft vollständig zu entemanieren: das etwa 20 Liter fassende Gefäß wird zuerst mit Freiluft gefüllt und darauf der Sättigungsstrom im Gefäß sorgfältig gemessen. Darauf wird die im Gefäß befindliche Luft durch wiederholtes Durchleiten durch ein stark absorbierendes Kohlepräparat („Rademanit“) vollkommen von Emanation befreit und nach Abklingen der vorher im Gefäß noch befindlichen kurzlebigen Zerfallsprodukte Radium A—Radium C wieder der Sättigungsstrom im Gefäß gemessen.

Die Subtraktion dieses kleineren Wertes von dem zuerst gemessenen Wert ergibt nach Anbringung geringfügiger Korrekturen und Umrechnung auf die Volumeneinheit die ursprünglich im Gefäß befindliche Emanationsmenge. Die Methode wurde von E. Schweidler, in Seeham und R. Zlatarovic<sup>1)</sup> in Innsbruck verwendet. Voraussetzung für die Richtigkeit und Genauigkeit des Resultats ist möglichste Konstanz und Kleinheit der im Gefäß ohne Emanation beobachteten Restionisation.

**5. Resultate.** In der umstehenden Tabelle sind alle Ergebnisse direkter Bestimmungen des Emanationsgehaltes der Luft in der Nähe der Erdoberfläche zusammengestellt.

Wie man sieht, sind die Werte lokal sehr verschieden. Den höchsten Wert zeigt Innsbruck, den niedrigsten Montreal. Wenn man von der Beobachtung auf dem Mount Pauai (Philippinen) absieht, ergeben die in der Tabelle aufgezählten Mittelwerte ein **Gesamtmittel von rund 130 curie/ccm.** Dies dürfte wohl recht gut den mittleren Verhältnissen am Erdboden entsprechen. Über

<sup>1)</sup> Wiener Ber. 129, 59, 1920.

Autor	Ort und Zeit	Zahl der Versuche	Methode	Emanationsgehalt in 10 <sup>-18</sup> curie/ccm		
				Mittel	Maxim.	Minim.
A. S. Eve . . . . .	Montreal 1907/08	41	2	60	127	18
J. Satterly . . . . .	Cambridge 1908	8	2	88	—	—
" " . . . . .	" 1908	21	3	124	—	—
" " . . . . .	" 1909/10	58	2	105	350	35
C. C. Ashmann . . .	Chicago 1908	6	3	95	200	45
Wright u. Smith . .	Manila 1912/13	21	2	82,5	154	42
" " " . . . . .	" 1913/14	29	2	63,4	145	14
" " " . . . . .	Mount Pauai, 2460 m	10	2	19,2	34	8
J. Olujic . . . . .	Freiburg (Schw.) 1917	36	2 u. 3	131	305	54
Schweidler . . . . .	Seeham, Salzburg, Landh.	46	4	77	315	—
" . . . . .	" Salzburg, Seewarte	61	4	125	406	—
Zlatarovic . . . . .	Innsbruck 1919	49	4	433	1110	40
Wigand . . . . .	Halle (Saale) 1923/24	—	3	—	500	300

dem Meere liegen nur Beobachtungen nach indirekten Methoden vor (vgl. § 19, 3). Daß der Emanationsgehalt an einem und demselben Orte sehr stark variieren kann, zeigt eine Betrachtung der Extremwerte in der Tabelle.

Ein Einfluß der Jahreszeit auf den Emanationsgehalt ist in Montreal, Cambridge und Freiburg (Schweiz) kaum zu sehen. Nur in dem erstgenannten Orte wurden bei sehr niedrigen Temperaturen kleine Werte des Emanationsgehaltes festgestellt. In Manila zeigen die Monate mit der größten Windbewegung und der kleinsten Regenmenge (Sommer) die kleinsten Werte. In der gemäßigten Zone sind Wind und Regen zu gleichmäßig verteilt, um solche Einflüsse deutlich hervortreten zu lassen.

Ein regelmäßiger täglicher Gang konnte bisher wegen der vielstündigen Dauer eines einzigen Versuches nicht gefunden werden. Doch ist es bemerkenswert, daß Wright und Smith in Manila bei je 12stündiger Aspiration von abends bis morgens und von morgens bis abends fanden, daß während der Nacht der Emanationsgehalt etwa doppelt so groß war als bei Tage. Eine genauere Untersuchung mit nur sechsstündiger Aspirationszeit zeigte sodann, daß zu jener Tageszeit, zu der die Windbewegung ihr Maximum erreicht, der Emanationsgehalt am kleinsten ist.

Die stagnierende Luft während der Nacht begünstigt also die Anhäufung von Emanation in Bodennähe, während bei Tage die Emanation durch die allgemeine Zirkulation der Luft in höhere Schichten getragen wird. Auch Schweidler fand in Seeham dementsprechend das Minimum des Emanationsgehaltes in den ersten Nachmittagsstunden.

Außer durch den Wind wird der Emanationsgehalt wohl am stärksten durch die Bodendurchlässigkeiten beeinflußt: Regenfälle wirken, wie alle Beobachter übereinstimmend feststellten, auf den Emanationsgehalt vermindernd ein, da sie die Bodenkapillaren verstopfen. Ebenso wirken schmelzende Schneemassen im Frühling. Starke Besonnung des Erdbodens erhöht den Emanationsgehalt, da hierdurch das Austreten der emanationsreichen Bodenluft begünstigt wird.

Die Messungen von Wright und Smith auf dem 2460 m hohen Mont Pauai insbesondere aber fünf Flugzeugaufstiege Wigands bis 4 km zeigen deutlich, daß der Emanationsgehalt der Atmosphäre mit der Höhe rasch abnimmt. Die Zahl der Messungen ist vorläufig noch nicht ausreichend, um eine empirische Höhenverteilungskurve ableiten zu können. In der Höhe variiert der Emanationsgehalt je nach der Vorgeschichte der Luft an der betreffenden Stelle. Bei dem Bestehen von Stabilitätsschichten („Sperrschichten“) ändert sich der Emanationsgehalt mit der Höhe oft sprunghaft. Unterhalb solcher Sperrschichten ist er meist ziemlich groß, oberhalb fast Null.

## § 21. Der Emanationshaushalt der Atmosphäre.

Da die Radiumemanation und ihre Zerfallprodukte als eine der Hauptquellen der Ionisation der Luft anzusehen ist, so muß nun auch untersucht werden, ob der in Bodennähe experimentell gefundene Gehalt an Radiumemanation im Falle des stationären Zustandes aus Betrachtungen über das Gleichgewicht zwischen der Nachlieferung der Emanation aus dem Erdboden und der Fortschaffung der Emanation in höhere Luftschichten durch vertikale Luftströmungen und der ständig vor sich gehenden Verminderung der Emanationsmengen durch ihren radioaktiven Zerfall erklärt werden kann.

Eine von V. F. Hess und Wilh. Schmidt<sup>1)</sup> auf Grund der von dem letztgenannten Autor aufgestellten allgemeinen Theorie des Massenaustausches in der Luft durch ungeordnete Strömung<sup>2)</sup> angestellte theoretische Untersuchung gibt nicht nur über die erwähnten Fragen Aufschluß, sondern gestattet nebenbei auch, die Höhenverteilung der Radiumemanation und aller anderen in der Luft vorkommenden Substanzen zu berechnen.

Je nach der Zerfallsgeschwindigkeit nehmen die Mengen der betreffenden Substanzen pro Volumeneinheit mit der Höhe mehr oder minder rasch ab. Für Radiumemanation ergibt sich, wenn man die Menge pro Kubikzentimeter in Bodennähe gleich 100 setzt, die folgende Höhenverteilung:

Höhe in Kilometer	Emanationsmenge pro Kubikzentimeter
0 . . . . .	100
1 . . . . .	49,4
2 . . . . .	25,0
3 . . . . .	13,5
4 . . . . .	7,4
5 . . . . .	2,5
8 . . . . .	0,9

Der Emanationsgehalt nimmt also nach oben in je 1 km um etwa die Hälfte ab, entsprechend einem Exponentialgesetz. Die Zahlen der Tabelle sind natürlich als ganz rohe Annäherung aufzufassen, da der Massenaustausch in der Luft ja sehr stark wechselt. Jedenfalls dürften sie den mittleren Verhältnissen gut entsprechen. Mit den Ergebnissen der direkten Messungen im Flugzeug darf vorläufig noch kaum eine Übereinstimmung erwartet werden, da viel zu wenig Messungen vorliegen, um von Mittelwerten sprechen zu können.

Unter plausiblen Annahmen über den Austausch durch ungeordnete Luftströmungen innerhalb der untersten Luftschichten ergibt sich in ähnlicher Weise, daß die Thoriumemanation schon in 100 m über dem Boden praktisch vollkommen fehlt. Die langlebigeren Folgeprodukte der Thoriumemanation können aber in

<sup>1)</sup> Phys. ZS. **19**, 109, 1918.

<sup>2)</sup> Wiener Ber. **126**, 757, 1917; W. Schmidt, Der Massenaustausch usw. Hamburg, Henri Grand, 1925.

beträchtliche Höhe gelangen. Der Gehalt an Thorium B würde erst in 100 bis 150 m die Hälfte des Bodenwertes erreichen. Die langlebigen Endprodukte der Radiumreihe, Radium D bis Radium E, würden, wenn nicht Ausfällungen durch Niederschläge zu erwarten wären, bis in 10 km Höhe praktisch in konstanter Menge vorhanden sein.

Die oben erwähnte Theorie gestattet auch die Berechnung der Menge Radiumemanation, die pro Quadratcentimeter Bodenfläche im Mittel austritt (Exhalation). Es ergibt sich so die Exhalation zu 3 bis  $5 \cdot 10^{-17}$  curie/qcm.sec in guter Übereinstimmung mit den Experimenten, die Zahlen zwischen 2 und  $14 \cdot 10^{-17}$  curie/qcm.sec liefern (vgl. § 17).

Es ist recht interessant, bei Berücksichtigung des bedeutenden Unterschieds im Emanationsgehalt der Bodenluft und der Freiluft demgegenüber festzustellen, wieviel Emanation durch die reine Diffusion aus den Bodenskapillaren in die freie Luft übergeht. Diese Rechnung wurde seinerzeit von H. Mache<sup>1)</sup> angestellt. Wenn man dieselbe bei Einsetzung moderner Daten wiederholt, kommt man im Gegensatz zu dem genannten Autor zu dem Ergebnis, daß die reine Diffusion höchstens  $\frac{1}{10}$  der totalen gemessenen Exhalation ausmachen kann. Die reine Diffusion reicht jedenfalls nicht aus, um die zur Aufrechterhaltung des bestehenden stationären Zustandes nötigen Mengen von Radiumemanation nachzuliefern. Die Emporschaffung von Emanation aus den Bodenskapillaren durch ungeordnete Luftströmungen (Saugwirkung des Windes usw.), durch Besonnung des Bodens und durch Fallen des Luftdruckes überwiegt weitaus.

Betrachtungen über den Emanationshaushalt der Atmosphäre über den Ozean liegen zwar vor<sup>2)</sup>, sind aber nach den neuesten Ergebnissen der Messungen der Carnegie-Expeditionen zum Teil revisionsbedürftig: in der Mitte der großen Meere beträgt der Emanationsgehalt der Luft nur etwa 1 Proz. des Mittelwertes über Festland, während in küstennahen Gebieten, besonders bei Landwind, sehr viel größere Werte gefunden werden. Es kann daher als sicher betrachtet werden, daß die über den Meeren fest-

---

<sup>1)</sup> Wiener Ber. **114**, 1377, 1905.

<sup>2)</sup> V. F. Hess, Wiener Ber. **127**, 1297, 1918.

gestellten Mengen von Radiumemanation der Hauptsache nach vom Festland herkommen. Produkte der Thorium- und Actiniumreihe kommen wegen ihrer Kurzlebigkeit in landfernen Gebieten des Meeres nicht vor. Aus dem Meerwasser selbst kann Radiumemanation durch Zerspritzen der Wellenkämme und durch Verdunstung des Seewassers abgegeben werden. Der erstgenannte Faktor läßt sich auch nicht annähernd abschätzen, während sich leicht zeigen läßt, daß die durch Verdunstung in die Luft übergehenden Mengen von Radiumemanation nur  $\frac{1}{10\,000}$  der Exhalation des Festlandes ausmacht.

Der Emanationshaushalt der Atmosphäre über Land und Meer läßt sich, wie eben gezeigt wurde, vollständig verstehen, wenn man die feste Erdrinde als fast ausschließliche Quelle der Emanationsnachlieferung für das Luftmeer ansieht.

Eine ganz abweichende Anschauung wurde von H. Bongards<sup>1)</sup> geäußert. Er vertritt die Hypothese, daß Emanationen und deren Zerfallsprodukte von der Sonne her in unsere Atmosphäre eindringen können. Seine Messungen der Aktivierungszahl nach der Elster-Geitel'schen Drahtmethode an hochgelassenen Drachen in Lindenberg hatten einen Parallelismus der Aktivierungszahl in 4 km Höhe mit der potentiellen Temperatur der betreffenden Luftschicht und mit der Sonnentätigkeit erkennen lassen. Höchstwerte der Aktivierungszahlen fielen mit dem Auftreten einer Calciumfleckengruppe im Zentralmeridian der Sonne zusammen, außerdem glaubt Bongards auch eine 27tägige Periode in den Aktivierungszahlen nachweisen zu können, die er mit der bekannten Periode der Sonnenrotation in Zusammenhang bringt. Er legt auch Gewicht auf den parallelen Gang der in Lindenberg beobachteten Aktivierungszahlen mit dem von Wright und Smith gleichzeitig (1913) in Manila beobachteten Emanationsgehalt. Endlich wird auch der von Bongards bei seinen neuesten Messungen im Flugzeug in 3 bis 4 km Höhe gefundene, zeitweilig erhöhte Emanationsgehalt von ihm eben so gedeutet, daß von Zeit zu Zeit infolge der Sonnentätigkeit radioaktive Substanzen von oben her in die Lufthülle der Erde eindringen.

---

<sup>1)</sup> Phys. ZS. **21**, 140, 1920; **24**, 16, 295, 1923 und Manuskript d. Vortrages der 88. Vers. Deutscher Naturf. und Ärzte in Innsbruck 1924, durch freundl. briefl. Mitt. d. Verf. (vgl. Phys. ZS. **25**, 679, 1924).

Gegen die Bongardsche Hypothese lassen sich eine Reihe schwerwiegender Einwände geltend machen [A. Gockel]<sup>1)</sup>. Auch A. Wigand spricht sich auf Grund seiner im Flugzeug ausgeführten Emanationsmessungen dagegen aus.

Vor allem aber müßten die oben (§ 19, 3) erwähnten, ungemein zahlreich und auf einen Zeitraum von sechs Jahren verteilten Messungen der Carnegie-Expeditionen über den Ozeanen Anzeichen solcher Emanationseinbrüche erkennen lassen. Es ist aber eine Tatsache, daß alle auf diesen Fahrten beobachteten erhöhten Werte des Emanationsgehaltes in Landnähe oder bei vom Festland her wehenden Winden konstatiert wurden.

Daß sich in 3 bis 4 km Höhe manchmal Emanationsmengen von derselben Größenordnung wie in Erdnähe vorfinden, läßt sich nach Wigand auf Grund des Aufgleitens größerer Luftmassen aus Erdnähe in diese Höhen wohl verstehen. Die Regel ist jedenfalls rasche Abnahme des Emanationsgehaltes mit der Höhe.

## § 22. Radioaktivität der Niederschläge.

C. T. R. Wilson<sup>2)</sup> hat zuerst gezeigt, daß frisch gefallener Schnee oder Regen Spuren von radioaktiven Substanzen enthält. Der Nachweis derselben gelingt sehr leicht, wenn man z. B. 100 g Regenwasser oder geschmolzenen Schnee rasch nach der Einsammlung eindampft und den Rückstand in einem Ionisationsgefäß untersucht. Man kann auch durch Ausfällung mit einigen Tropfen Bariumchlorid und Schwefelsäure die radioaktiven Bestandteile vom Regenwasser abtrennen. Besonders bequem ist ein von A. Gockel und Th. Wulf<sup>3)</sup> ausgearbeitetes Verfahren.

Die Ergebnisse der verschiedenen Beobachter zeigen übereinstimmend, daß die in den Niederschlägen enthaltenen radioaktiven Substanzen im wesentlichen ein Gemenge von Radiuminduktionen (Radium A, Radium B, Radium C) darstellen, wie man durch Aufnahme der Zerfallskurven leicht nachweisen kann. In einigen Orten des Alpenvorlandes und der Zentralalpen wurden auch Spuren von Thoriuminduktionen gefunden. Die auf dem Meere

<sup>1)</sup> Phys. ZS. **24**, 500, 1923.

<sup>2)</sup> Proc. Cambr. Phil. Soc. **11**, 428, 1902; **12**, 17, 85, 1903.

<sup>3)</sup> Phys. ZS. **9**, 907, 1908.

in landfernen Regionen fallenden Niederschläge sind praktisch inaktiv, wie die Beobachtungen von P. Rouch<sup>1)</sup> auf der Petermannsinsel zeigen. Es ist dies leicht verständlich, wenn man bedenkt, daß dort auch der Emanationsgehalt fast hundertmal kleiner ist als über den Kontinenten.

Die Aktivität des Schnees pro Gewichtseinheit ist nach Beobachtungen von J. Jaufmann<sup>2)</sup> auf der Zugspitze mehrmal so groß wie die des Regens. Die Aktivität des Schnees kann von zweierlei Art sein: der frisch gefallene Schnee enthält ebenso wie Regen, Hagel und die übrigen Niederschlagsarten nur Induktionen. Dagegen kann der am Boden liegende Schnee infolge Empordringens von Emanation aus den Erdkapillaren auch Emanation enthalten, was sich dann durch das bedeutend langsamere Abklingen seiner Aktivität verrät. Auch der Tau ist radioaktiv [Negro]<sup>3)</sup>, ebenso der Rauhreif [W. Budig]<sup>4)</sup>.

Die Niederschläge verdanken ihre Aktivität wohl im wesentlichen einem Mitreißeffekt: so wird es verständlich, daß die Schneeflocken wegen ihrer großen Oberfläche und ihres längeren Fallweges in der emanationshaltigen Atmosphäre relativ größere Mengen von Induktionen zu Boden bringen als Regentropfen. Nachdem Mad. Curie gezeigt hat, daß die Träger der Radiuminduktionen als Kondensationskerne fungieren, ist es natürlich auch wohl möglich, daß ein Teil der am Boden ankommenden Niederschlagsteilchen direkt durch Kondensation des Wasserdampfes auf Induktionsträgern entstanden ist.

Systematische Messungen der Aktivität der Niederschläge zusammen mit Emanationsgehaltsbestimmungen der Freiluft, besonders auf Höhenobservatorien, werden vielleicht sehr interessante Aufschlüsse über die Herkunft und die Ursache der Bildung der betreffenden Niederschläge geben können [J. Reger<sup>5)</sup>, A. Gockel]<sup>6)</sup>.

<sup>1)</sup> Ann. Soc. Meteorol. France **59**, 117, 1911; **61**, 149, 1913.

<sup>2)</sup> Diss. München, Techn. Hochschule, 1908; Meteorol. ZS. **22**, 102, 1905; **24**, 337, 1907.

<sup>3)</sup> Phys. ZS. **11**, 189, 1910; Mem. Acad. Lincei **28**, 1910; siehe auch G. Costanzo und C. Negro, Phys. ZS. **7**, 350 und 921, 1906, und Jahrb. f. Rad. und Elektr. **5**, 120, 1908.

<sup>4)</sup> Jahresber. Preuß. Meteorol. Inst. Potsdam 1911, S. 179.

<sup>5)</sup> Meteorol. ZS. **39**, 144, 1922.

<sup>6)</sup> Ebenda S. 252.

### § 23. Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre.

1. **Historische Einleitung und Übersicht**<sup>1)</sup>. Im Jahre 1901 haben Elster und Geitel<sup>2)</sup> sowie C. T. R. Wilson<sup>3)</sup> festgestellt, daß vollkommen abgeschlossene Luft stets schwach ionisiert ist, auch wenn die ursprünglich darin enthaltenen radioaktiven Substanzen durch Zerfall längst verschwunden sind. Mc Lennan und Burton<sup>4)</sup> sowie Rutherford und Cooke<sup>5)</sup> fanden, daß die Ionisation in geschlossenen Gefäßen erheblich herabgedrückt werden kann, wenn man es allseitig mit möglichst dicken Schichten von Materie umgibt, die selbst frei von radioaktiven Verunreinigungen ist. Also rührt ein Teil der Ionisation von einer außerhalb des Gefäßes befindlichen Ursache, einer Strahlung her, die ähnlich wie die  $\gamma$ -Strahlen der radioaktiven Substanzen die Fähigkeit hat, Metallwände von nicht allzu großer Dicke zu durchdringen („durchdringende Strahlung“).

Versuche von Mc Lennan<sup>6)</sup>, Wulf<sup>7)</sup>, Gockel und Wulf<sup>8)</sup>, Wright<sup>9)</sup> u. a. haben gezeigt, daß die Verminderung der Ionisation schon dann eintritt, wenn man das Ionisationsgefäß über Wasser oder Eis aufstellt, anstatt über Festland. Man schloß daher, daß die durchdringende Strahlung zum größten Teil von den im Erdboden befindlichen radioaktiven Substanzen herrühre. Die von einzelnen Autoren vertretene Ansicht, daß auch die in der Luft befindliche Radiumemanation mit ihren Zerfallsprodukten oder der durch das normale Erdfeld an die Erdoberfläche herabgeführte radioaktive Niederschlag wesentlich zum Gesamteffekt beigetragen, wurde experimentell und rechnerisch widerlegt.

Wenn der Erdboden die Hauptquelle der durchdringenden Strahlung ist, muß man erwarten, daß diese mit zunehmender Erhebung über dem Erdboden rasch abnimmt. Die ersten Beobach-

---

1) Vollständiges Literaturverzeichnis siehe W. Kolhörster, „Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre“ (Hamburg, Verlag Henri Grand, 1924).

2) Phys. ZS. **2**, 116, 560, 590, 1900/01.

3) Proc. Cambr. Phil. Soc. **11**, 62, 1900, und Proc. Roy. Soc. London A **68**, 151; **69**, 277, 1901.

4) Phys. ZS. **4**, 553, 1902/03; Phil. Mag. (6) **6**, 343; Phys. Rev. **16**, 184.

5) Phys. Rev. **16**, 183, 1903.

6) Phys. ZS. **9**, 440, 1908.

7) Ebenda **10**, 997, 1909.

8) Ebenda **9**, 907, 1908.

9) Phil. Mag. (6) **17**, 295, 1909.

tungen auf Türmen ergaben zwar eine Abnahme, aber eine weit geringere, als man erwartet hatte. Die ersten Ballonbeobachtungen bei einer Fahrt von K. Bergwitz<sup>1)</sup> und bei drei Fahrten von A. Gockel<sup>2)</sup> waren durch instrumentelles Mißgeschick beeinträchtigt und lieferten keine quantitativ sicheren Ergebnisse. Immerhin konnte Gockel schließen, daß in Höhen bis zu 4000 m die Gesamtstrahlung nicht wesentlich anders ist als am Erdboden. Mit verbesserter Apparatur gelang es dann V. F. Hess<sup>3)</sup> bei zehn Ballonfahrten im Jahre 1911/12, zu zeigen, daß die durchdringende Strahlung bis 1000 m Höhe etwas abnimmt, von 2000 m aber wieder deutlich zunimmt. Von 3000 m an wird die Zunahme sehr stark, und in 5 km Höhe war die Gesamtionisation im Gefäß schon zwei- bis dreimal so groß wie am Erdboden. Hess schloß daraus auf die Existenz einer sehr durchdringenden Strahlung außerterrestrischen Ursprungs, die von oben in die Atmosphäre eindringt und auch noch am Erdboden einen Teil der im Gefäß beobachteten Ionisation bewirkt. W. Kolhörster<sup>4)</sup> hat dann nach weiterer Verbesserung der Apparate noch fünf Hochfahrten im Ballon unternommen, die bis 5 km die Resultate von Hess bestätigen und darüber hinaus bis 9 km eine weitere enorme Steigerung der Strahlung erkennen ließen. Auch Beobachtungen auf Bergen (Gockel, Kolhörster) zeigten deutliche Zunahme der Strahlung.

Es hat nicht an Stimmen gefehlt, die die Existenz der neuen Strahlung in Zweifel zogen, doch kann nach den neueren Messungen des Absorptionskoeffizienten dieser Strahlung durch Kolhörster am Jungfrauoch (Schweiz) sowie nach den Messungen von R. Millikan mit seinen Mitarbeitern Otis, Bowen und Cameron auf Bergen in Kalifornien, im Flugzeuge und mit Pilotballonen und Registrierapparaten bis 16 km Höhe, die Existenz dieser von oben kommenden außerordentlich harten Strahlung als gesichert betrachtet werden.

Schweidler hat für diese Strahlung die Bezeichnung „Hessische Strahlung“ eingeführt. Wir wollen, der Bezeichnungs-

---

1) Habilit.-Schrift, Braunschweig 1910.

2) Phys. ZS. **11**, 280, 1910; **12**, 595, 1911.

3) Ebenda **12**, 998, 1911; **13**, 1084, 1912.

4) Ebenda **14**, 1066, 1153, 1913.

weise Kolhörsters folgend, dafür den Ausdruck Höhenstrahlung gebrauchen<sup>1)</sup>).

Die in geschlossenen Gefäßen beobachtete Ionisation ist also sehr komplexen Ursprungs: zum Teil wird sie von Strahlungen bewirkt, die von außen kommend das Gefäß durchsetzen, zum Teil rührt sie auch her von Strahlungen, die von den Gefäßwänden selbst ausgehen und entweder durch radioaktive Beimengungen des Wandmaterials bewirkt werden oder vielleicht auch von einer (noch nicht sichergestellten) Eigenaktivität des Wandmaterials. Man nennt die von den beiden letztgenannten Ursachen herrührende Strahlung Reststrahlung oder Gefäßstrahlung.

Durch sorgfältige Auswahl und Reinigung des Wandmaterials gelingt es, diese Strahlung sehr niedrig zu halten.

Als zweite Quelle der Ionisation im Gefäß ist die  $\gamma$ -Strahlung der in der Erdrinde enthaltenen radioaktiven Substanzen zu nennen (die sogenannte Erdstrahlung), als dritte, quantitativ wenig ins Gewicht fallende Quelle die  $\gamma$ -Strahlung der in der Luft enthaltenen radioaktiven Substanzen (Luftstrahlung) und endlich als vierte Ionisationsquelle die oben schon erwähnte Höhenstrahlung, deren Durchdringungsfähigkeit weit höher ist als die der gewöhnlichen  $\gamma$ -Strahlen (Ultra-Gammastrahlung).

Die Höhenstrahlung spielt auch als Ionisator der freien Atmosphäre eine wichtige, ja ausschlaggebende Rolle, da sie über den Ozeanen ebensowohl wirksam ist, wie über Festland, während wir bereits wissen, daß alle anderen wichtigeren Ionisatoren über dem Meere fast vollkommen fehlen. Einer bewährten Einteilung folgend, sollen nun der Reihe nach die Methoden zur Messung der Ionisation in geschlossenen Gefäßen besprochen werden, worauf dann die Ergebnisse der Beobachtungen der Gesamtstrahlung und der vier Komponenten behandelt werden. Den Schluß sollen dann die theoretischen Betrachtungen über den Ursprung der Höhenstrahlung bilden.

---

<sup>1)</sup> Die neuerliche Feststellung der Existenz und der hohen Durchdringungskraft der Höhenstrahlung durch Millikan und seine Mitarbeiter (1925) wurde von amerikanischen naturwissenschaftlichen Zeitschriften, wie „Science“, „Scientific Monthly“, zum Anlaß genommen, um für diese Strahlen den Namen „Millikan-Strahlen“ vorzuschlagen. Da es sich hier nur um die Bestätigung und Erweiterung der Ergebnisse einer von europäischen Forschern 1911 bis 1913 gemachten Entdeckung handelt, ist diese Bezeichnung wohl als irreführend und unberechtigt abzulehnen.

**2. Die Meßmethoden.** Das Ionisationsgefäß ist gewöhnlich aus Metall und zylindrisch oder kugelförmig gestaltet. Die Innenelektrode (ein axialer Stift oder eine im Mittelpunkt angebrachte kleine Kugel) wird mit einem hochempfindlichen Elektrometer verbunden. Die angelegte Potentialdifferenz zwischen Innenelektrode und Gefäßwand muß ausreichen, um Sättigungsstrom zu gewährleisten; bei Gefäßen von 1 bis 4 Liter Rauminhalt genügen hierzu Spannungen von 100 bis 200 Volt. Es kann sowohl die Auflade- als die Entlademethode verwendet werden. Bei der letztgenannten wird das Elektrometer mit der Innenelektrode auf genügend hohes Potential geladen und dann die Entladungsgeschwindigkeit des Systems fortlaufend beobachtet. Ist  $C$  die elektrische Kapazität des Ionisationsgefäßes mit dem Elektrometer und wurde in  $t$  sec ein Absinken der Spannung von  $V_0$  auf  $V_t$  Volt beobachtet, so ist der Ladungsverlust pro Sekunde in elektrostatischen Einheiten  $C(V_0 - V_t)/300 \cdot t$  und dieser entspricht dem Sättigungsstrom, der durch die durchdringende Strahlung und die Reststrahlung im Gefäß (Volum  $W$ ) unterhalten wird. Ist  $q$  die gesuchte Gesamtionisierungsstärke (ausgedrückt in Ionenpaaren pro Kubikzentimeter und Sekunde) und  $\varepsilon$  das Elementarquantum, so folgt

$$q = \frac{C}{300 \cdot \varepsilon \cdot W} \cdot \frac{dV}{dt},$$

wobei  $dV/dt$  den Spannungsverlust des Systems in Volt pro Sekunde bedeutet, der bei Sättigungsstrom und bei Konstanz der Ionisation mit dem beobachteten Werte  $(V_0 - V_t)/t$  identisch ist. Der Isolationsverlust des Systems wird separat bestimmt und macht meist weniger als 1 Proz. des beobachteten Gesamtstromes aus. Er wird bei der Berechnung von  $dV/dt$  in Abzug gebracht.

Die Auflademethode ist gewissermaßen eine Umkehrung der eben beschriebenen Methode: bei jener wird das Gefäß selbst auf einige Hundert Volt geladen durch Verbindung mit einer konstanten Spannungsquelle, während die Innenelektrode mit dem Elektrometer zu Beginn der Messung geerdet ist. Sobald die Erdung aufgehoben wird, beginnt die Nadel oder der Faden des Elektrometers entsprechend den zur Innenelektrode gelangenden Ionenmengen zu wandern und die Aufladegeschwindigkeit (vermindert um die Isolationskorrektur) entspricht genau dem  $dV/dt$  der früheren Formel.

Die Messung selbst ist relativ einfach, doch handelt es sich dabei um sehr kleine Stromstärken: Einer Ionisierungsstärke  $q = 10 J$  (d. h. 10 Ionenpaare pro Kubikzentimeter und Sekunde) entspricht in einem 1 Liter fassenden Ionisationsgefäß eine Stromstärke von nur  $1,6 \cdot 10^{-15}$  Amp.

Um bei gegebener kleiner natürlicher Ionisierungsstärke möglichst großen Voltverlust des Systems zu erzielen, muß man entweder die Kapazität des Gesamtsystems möglichst klein machen oder das Volumen des Gefäßes recht groß wählen. Man kann den Effekt auch dadurch steigern, daß man das Gefäß mit dichter

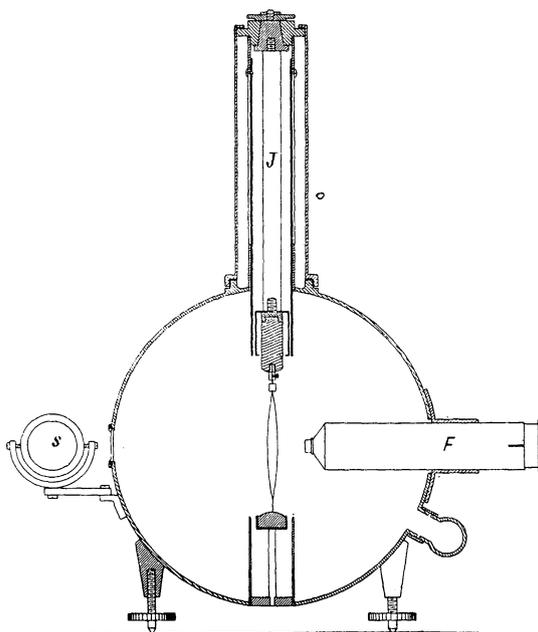


Abb. 9. Wulfscher Strahlungsapparat.

teren Gasen als gewöhnliche Luft füllt, oder daß man die Luft komprimiert. Man hat auch die Innenwand mit Metallbelegungen von hohem Atomgewicht versehen, um durch die daran erzeugte Sekundärstrahlung den Ionisationseffekt zu steigern.

Für transportable Anordnungen sind fast ausschließlich Faden elektrometer in Anwendung gekommen, besonders das Wulfsche Zweifadenelektrometer. Das Ionisationsgefäß selbst muß mit

staubfreier, trockener Luft (oder anderen Gasen) gefüllt werden, die frei von radioaktiven Bestandteilen ist. Als besonders zweckmäßig hat sich der von Th. Wulf<sup>1)</sup> konstruierte „Strahlungsapparat“ erwiesen: Bei diesem Instrument bildet der zylindrisch geformte Elektrometerraum selbst die Ionisierungskammer, wobei das geladene Fadenpaar in der Mitte des Zylinders als Innenelektrode fungiert. Die Gesamtkapazität wird so auf etwa 1 cm herabgedrückt. Abb. 9 zeigt einen Vertikalschnitt des Wulfschen

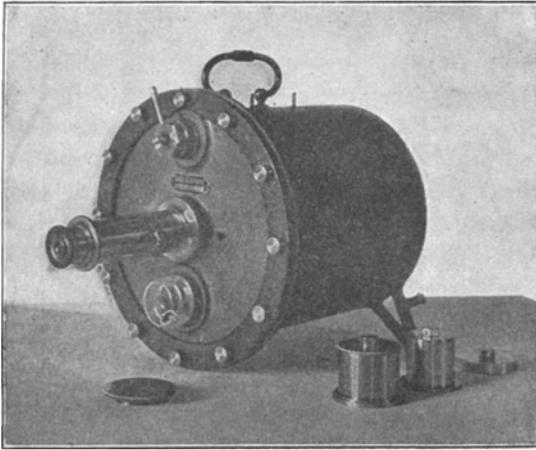


Abb. 10. Strahlungsapparat mit Schlingensystem nach Kolhörster (aus Phys. ZS. **27**, 62, 1926. Verlag S. Hirzel, Leipzig).

Strahlungsapparates. Die Spreizung des Fadenpaares wird durch das Mikroskop mit Okularmikrometer  $F$  gemessen. Das Gesichtsfeld wird durch den Spiegel  $s$  von rückwärts beleuchtet. Um den Isolationsverlust getrennt ermitteln zu können, ist ein ziemlich eng über das Fadensystem passender Metallzylinder  $J$  eingebaut, der während der Isolationsprüfung von oben herabgelassen das Fadensystem vom übrigen Ionisationsraum abtrennt. Der Apparat ist vollkommen luft- und wasserdicht verschließbar, so daß man ihn auch bei Abschirmungsversuchen unter Wasser verwenden kann. Die Ladung des Fadensystems erfolgt durch eine in der Abbildung nicht ersichtliche, von außen zu betätigende Ladesonde.

<sup>1)</sup> Phys. ZS. **10**, 152 u. 997, 1909.

Für Messungen im Ballon wurde dann der Apparat von Günther und Tegetmeyer versteift und mit Temperaturkompensation versehen. Weitere wesentliche Verbesserungen des Apparates wurden von Kolhörster<sup>1)</sup> für die Ballonhochfahrten ausgearbeitet: die mechanische Ladesonde wurde durch eine magnetische Ladevorrichtung ersetzt und die Widerstandsfähigkeit des Apparats gegen Überdruck erhöht bei gleichzeitiger Elimination noch vorhandener geringfügiger Empfindlichkeit gegen Temperaturschwankungen.

In neuester Zeit wurde von demselben Autor<sup>2)</sup> ein Strahlungsapparat gebaut, dessen elektrometrisches System von ihm als „Zweischlingenelektrometer“ [Abb. 10 und 11]<sup>3)</sup> bezeichnet wird: es sind zwei kongruente, frei in vertikaler Ebene angebrachte Schlingen aus metallisch bestäubten Quarzfäden in geringem Abstand voneinander zu beiden Seiten eines schmalen Metallbleches befestigt. (In der nebenstehenden Abbildung ist natürlich nur eine der beiden Schlingen sichtbar.) Der Abstand der dem Mikroskop zugekehrten vordersten Teile ( $a$  in der Abbildung) der Schlingen wird okularmikrometrisch gemessen und ist der angelegten Spannung proportional. Das Schlingensystem ist mit dem Mikroskoptubus durch ein gebogenes Quarzglasrohr fest verbunden, so daß Unabhängigkeit der Fadenstellung von Temperatureinflüssen gewährleistet ist. Das Schlingensystem in Verbindung mit einem Aluminiumdraht bildet die Innenelektrode eines  $2\frac{1}{2}$  Liter fassenden Ionisationszylinders. Die Kapazität des ganzen Instruments beträgt nur 0,4 cm.

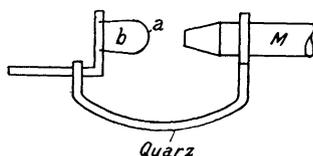


Abb. 11. Schlingenelektrometer nach Kolhörster.

Von stabilen Anordnungen ist die G. Hoffmannsche<sup>4)</sup> besonders erwähnenswert. Der eigentliche Ionisierungsraum ist von drei sich senkrecht schneidenden Drahttringen gebildet; in der Mitte des dadurch geformten kugelförmigen Hohlraumes ist die mit einem besonders empfindlichen, vom gleichen Autor konstruierten Elektrometer verbundene Innenelektrode angebracht. Das

<sup>1)</sup> Phys. ZS. **14**, 1066; Abh. Naturf. Ges. Halle, 1913, Nr. 5, 1914, Nr. 4. ZS. f. Phys. **5**, 107, 1921.

<sup>2)</sup> ZS. f. Instr.-Kunde **44**, 334, 494, 1924; Phys. ZS. **27**, 62, 1926.

<sup>3)</sup> Aus (Dr. Kolhörster) Phys. ZS. **27**, 62, 1926. Verlag von Hirzel, Leipzig.

<sup>4)</sup> ZS. f. Phys. **25**, 177, 1924.

Drahtringgebilde sitzt selbst in der Mitte einer größeren luftdicht verschlossenen Metallkammer, deren Wandstrahlung im Innern des geladenen Drahtringsystems (siehe Abb. 12) praktisch unwirksam ist, so daß die Reststrahlung des Apparates ganz minimal ist. Durch Anbringung von dicken Metallschirmen *B* läßt sich der ganze Apparat vor der Wirkung der gewöhnlichen  $\gamma$ -Strahlen der Umgebung so gut abschirmen, daß die Ionisation im Innern fast ausschließlich von der Höhenstrahlung herrührt. Der Apparat wird gewöhnlich zu Registrierungen dieser Strahlung benutzt.

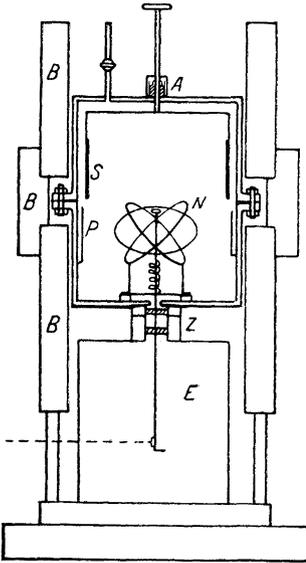


Abb. 12. Apparat von G. Hoffmann.

Andere Registrieranordnungen für durchdringende Strahlung sind von A. Gockel<sup>1)</sup>, K. Bergwitz<sup>2)</sup>, R. A. Millikan und J. S. Bowen<sup>3)</sup> verwendet worden. Für Schiffsbeobachtungen wurde von W. F. G. Swann<sup>4)</sup> eine besonders präzise Auflademethode ausgearbeitet.

**3. Die Gesamtstrahlung und ihre Komponenten.** Wie erwähnt, besteht die in einem geschlossenen Gefäß beobachtbare Ionisation aus vier Komponenten. Wir nennen die Ionisierungsstärke herrührend von

1. der Gefäßstrahlung (Reststrahlung) . . .  $q_0$
2. der Luftstrahlung . . . . .  $q_L$
3. der Erdstrahlung . . . . .  $q_E$
4. der Höhenstrahlung . . . . .  $q_H$ .

Die Zahlen  $q_0$ ,  $q_L$  usw. bedeuten die Zahl der Ionenpaare, die von der betreffenden Strahlenquelle pro Kubikzentimeter und Sekunde im Gefäß erzeugt wird. Der Kürze wegen wird im folgenden

<sup>1)</sup> Phys. ZS. **16**, 345, 1915.

<sup>2)</sup> Elster-Geitel-Festschr. S. 585, Braunschweig 1915.

<sup>3)</sup> Phys. Rev. (2) **22**, 193, 1923.

<sup>4)</sup> Researches Dept. of Terr. Magn. Carnegie Inst. of Washington, III, Nr. 175, 1918.

wieder die Bezeichnung „ $J$ “ für Ionenpaare pro Kubikzentimeter und Sekunde gebraucht. So wird z. B.

$$q_0 = 3J \quad \text{für } q_0 = 3 \frac{\text{Ionenpaare}}{\text{ccm/sec}}$$

geschrieben. Die Gesamtstrahlung ist einfach die Summe der vier Komponenten

$$q = q_0 + q_L + q_E + q_H.$$

Dabei ist zu bemerken, daß natürlich bei den einzelnen  $q$  die Wirkung der von der primären Strahlung an den Wänden des Gefäßes erzeugten Sekundärzahlen mit eingerechnet ist. Um die Wirkung der einzelnen Komponenten in der freien Atmosphäre zu erhalten, muß man durch besondere Versuche die Sekundärstrahlenwirkung ermitteln und dann subtrahieren.

Wenn man ein Wandmaterial wählt, daß möglichst frei von radioaktiven Verunreinigungen ist, bewegen sich die an verschiedenen Orten gefundenen Werte der Gesamtstrahlung (meist in Zinkgefäßen gemessen) zwischen  $q = 4J$  bis  $20J$ .

Zur Ermittlung der einzelnen Komponenten der Gesamtionisation dienen in erster Linie Abschirmungsversuche oder Versuche an Orten, wo eben die eine oder die andere Komponente fast unwirksam ist.

Will man die Luftstrahlung eliminieren, so wird der Apparat nach oben hin etwa durch Eisblöcke oder Wasserschichten von genügender Dicke abgeschirmt, so daß die  $\gamma$ -Strahlen der radioaktiven Substanzen in der Luft nicht mehr durchdringen können. Auch Metallschirme sind brauchbar, wenn sie frei von radioaktiven Verunreinigungen sind. Ein Bleimantel von 7 cm Dicke reduziert die Wirkung der  $\gamma$ -Strahlen von Radium C auf etwa 1 Proz. Bei Abschirmung der Erdstrahlung müssen dieselben Schirme unterhalb des Apparates angebracht werden. (Anbringung des Apparates direkt über einer Wasserfläche erfüllt denselben Zweck.) Um endlich die Höhenstrahlung ganz auszuschalten, muß der Apparat allseitig mit etwa 10 bis 15 m dicken Eis- oder Wasserschichten umgeben werden. Die dann noch beobachtete Ionisation entspricht der Reststrahlung  $q_0$ . Den im folgenden angeführten Zahlenwerten ist der Millikansche Wert der Elementarladung  $e = 4,77 \cdot 10^{-10}$  sec zugrunde gelegt.

4. Die Reststrahlung (Gefäßstrahlung). Bei sorgfältiger Auswahl und Reinigung des Metalls ergibt sich für Zinkgefäße als niedrigster Wert der Reststrahlung in der Regel  $q_0 = 2$  bis  $4 J$ . Noch niedrigere Werte sind nur ganz vereinzelt erzielt worden: so registrierte Bergwitz (l. c. S. 108) im Steinsalzbergwerk Hewigsburg, 400 m unter Ort  $q_0 = 0,8 J$ , wobei das Zinkgefäß allseitig von mindestens 100 m dicken Schichten des ganz inaktiven Steinsalzes umgeben war. Hoffmann<sup>1)</sup> erhielt bei Abschirmung mit inaktivem Blei  $q_0 + q_H = 1 J$ .

Als mögliche Ursachen der Restionisation in geschlossenen Gefäßen kommen die folgenden in Betracht:

a) Verunreinigung der Gasfüllung oder des Wandmaterials durch Emanation und andere radioaktive Substanzen. Es ist zu bemerken, daß der mittlere Radiumemanationsgehalt der Freiluft ( $10^{-16}$  curie/ccm) schon ausreicht, um durch seine  $\alpha$ -Strahlung samt den Zerfallsprodukten eine Ionisation von  $1,2 J$  zu erzeugen. Wenn noch Thoriuminduktionen mit anwesend sind, kann der Effekt wohl  $2 J$  und mehr ausmachen. Um sich von diesen Einflüssen ganz frei zu machen, genügt es, die Gasfüllung bei dichtem Abschluß im Gefäß etwa einen Monat sich selbst zu überlassen, da in dieser Zeit auch die Radiumemanation gänzlich zerfällt. Viel schwieriger ist es, die von radioaktiven Verunreinigungen der Metallwand herrührende Strahlung herabzudrücken. Die schon erwähnten Feinregistrierungen der Ionisation nach G. Hoffmann gestatten die Erkennung der Emission einzelner  $\alpha$ -Teilchen gegenüber dem gleichmäßig andauernden Effekt der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen. Hoffmann<sup>2)</sup> fand, daß in allen Metallen radioaktive Verunreinigungen sowohl an der Oberfläche wie im Innern vorkommen. Zink scheint wegen seiner Darstellungsweise besonders geringe Mengen solcher Verunreinigungen zu enthalten. Kupfer und Messing enthalten manchmal — offenbar noch von der hüttenmäßigen Darstellung her — radioaktive Verunreinigungen in merklichen Mengen. Gut bewährt haben sich auch Gefäße aus Stahl und — für manche Versuche — Kammern aus Süßwassereis. Die nie ganz zu vermeidenden radioaktiven Verunreinigungen des Wandmaterials sind jedenfalls als Haupt-

<sup>1)</sup> Elster-Geitel-Festschr. S. 435. Braunschweig 1915. Ann. d. Phys. (4) 62, 738, 1920.

<sup>2)</sup> ZS. f. Phys. 7, 254, 1921; 25, 177, 1924.

quelle der Reststrahlung anzusehen. Abätzen und Abscheuern der Metalloberfläche reduziert oft die Reststrahlung ganz bedeutend.

b) Eigenaktivität des Wandmaterials. Nach dem gegenwärtigen Stande unseres Wissens über den Aufbau der chemischen Elemente bzw. der Materie überhaupt wird man gewiß die Möglichkeit eines sehr langsamen radioaktiven Zerfalles aller Elemente nicht ausschließen können. Deutliche Anzeichen einer Eigenaktivität sind von Hoffmann bisher nur beim Platin gefunden worden. Im übrigen haben die Versuche bisher keine Anhaltspunkte für einen spontanen Zerfall der gewöhnlichen Metalle geliefert.

c) Ionisation durch molekulare Stöße. Eine Reihe von Autoren, K. Bergwitz<sup>1)</sup>, G. C. Simpson und C. S. Wright<sup>2)</sup>, P. Langevin und J. J. Rey<sup>3)</sup>, Mc. Lennan und A. R. Mc.Leod<sup>4)</sup>, M. Wolfke<sup>5)</sup>, K. H. Kingdon<sup>6)</sup>, F. v. Hauer<sup>7)</sup>, haben sich theoretisch und experimentell mit Untersuchungen der Frage beschäftigt, ob die infolge der molekularen Wärmebewegung einem Teil der Moleküle zukommenden sehr hohen Geschwindigkeiten ausreichen, um bei Zusammenstoß mit anderen Molekülen Ionen zu erzeugen. Experimentell konnte der dann wohl zu erwartende starke Anstieg der Restionisation mit der Temperatur nicht festgestellt werden [Patterson<sup>8)</sup>, A. Devik<sup>9)</sup>, C. H. Kunsman<sup>10)</sup>]. Die theoretischen Untersuchungen führten nicht zu ganz übereinstimmenden Ergebnissen. Doch kann als gesichert angenommen werden, daß bei Zimmertemperatur der Ionisationseffekt der Molekularstöße weit aus geringer ist als die beobachtete Restionisation. Da der experimentell beobachtete kleinste Wert der letzteren bei Zimmertemperatur (0,8 J) etwa zehnmal geringer ist als der Effekt der durchdringenden Strahlung, so kann die spontane Ionisation der

---

<sup>1)</sup> Habilit.-Schrift, Braunschweig 1910.

<sup>2)</sup> Proc. Roy. Soc. London A. **85**, 175, 1911.

<sup>3)</sup> Le Radium **10**, 142, 1913.

<sup>4)</sup> Phil. Mag. (6) **26**, 740, 1913.

<sup>5)</sup> Le Radium **10**, 137; Phys. ZS. **18**, 34, 1917.

<sup>6)</sup> Phil. Mag. (6) **32**, 190, 397, 1916.

<sup>7)</sup> Phys. ZS. **17**, 533; **18**, 98, 1916/17.

<sup>8)</sup> Phil. Mag. (6) **6**, 231, 1903.

<sup>9)</sup> Sitz.-Ber. Heidelb. Ak. d. W. **24**, 1914.

<sup>10)</sup> Phys. Rev. (2) **16**, 349, 366, 1920.

Gase durch Molekularstöße bei derartigen Messungen überhaupt nur eine ganz untergeordnete Rolle spielen.

**5. Die Luft- und Erdstrahlung.** Die Ionisierungsstärken  $q_L$  und  $q_E$  dieser beiden Komponenten lassen sich rechnerisch und experimentell ermitteln. Wenn man den Gehalt des Erdbodens und der Luft an radioaktiven Substanzen sowie den Absorptionskoeffizienten der  $\gamma$ -Strahlen im Erdboden und in der Luft kennt, läßt sich die Wirkung ihrer  $\gamma$ -Strahlung in einem in Bodennähe aufgestellten Ionisationsgefäß durch Integration der Wirkung im Luftraum und im Erdboden berechnen [siehe A. S. Eve<sup>1)</sup>, W. W. Strong<sup>2)</sup>, K. Kurz<sup>3)</sup>, Simpson und Wright (l. c. S. 111), V. F. Hess<sup>4)</sup>, W. Kolhörster<sup>5)</sup>].

Die Zerfallsprodukte der Radiumemanation in der Luft liefern eine Ionisation von 0,1  $J$ . Schätzt man die Wirkung der Thorium- und Actiniuminduktionen in der Luft in Bodennähe ebenso hoch, so ergibt sich die Luftstrahlung zu

$$q_L = 0,2 J.$$

Nimmt man den Radiumgehalt der obersten Bodenschicht (Alluvium) im Mittel zu  $1,2 \cdot 10^{-12} g$  pro Gramm Bodenmaterial und schätzt den Anteil der  $\gamma$ -Strahlung der Thoriumprodukte und des Uran  $X_2$  im Boden ebenso groß wie den der Radiumprodukte, so ergibt sich für die gesamte Erdstrahlung schätzungsweise

$$q_E = 2,7 J.$$

Über radiumreicherem Urgestein wird natürlich  $q_E$  auf mehr als 10  $J$  ansteigen können. Diese Schätzung stimmt überraschend gut mit experimentellen Bestimmungen von Hess<sup>6)</sup> und von Kolhörster<sup>7)</sup> überein, die in Alluvialgebieten bei Wien und in Waniköi (Türkei) den Betrag 2,5  $J$  für die Erdstrahlung ergaben.

Man hat auch daran gedacht, daß die an der Erdoberfläche und auch auf den Apparaten selbst und den umgebenden Körpern durch das normale elektrische Feld der Erde abgelagerten radio-

1) Phil. Mag. (6) **12**, 189, 1906; **21**, 26 und **22**, 551, 1911.

2) Phys. ZS. **9**, 117, 1908.

3) Ebenda **10**, 834, 1909.

4) Wiener Ber. **122**, 1481; Phys. ZS. **14**, 1002, 1913.

5) Abhandlg. Naturf. Ges., Halle, N. F., 1914, Nr. 4.

6) Phys. ZS. **14**, 610, 1913.

7) ZS. f. Phys. **11**, 379, 1921.

aktiven Induktionen einen Beitrag zur Erdstrahlung liefern könnten (Oberflächenstrahlung). Eine Berechnung von Schweidler<sup>1)</sup> zeigt jedoch, im Einklang mit Schätzungen von Simpson und Wright (l. c. S. 111), daß diese Oberflächenwirkung höchstens 0,04  $J$  ausmachen kann.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Erdstrahlung je nach Bodenmaterial 2 bis 10  $J$ , die Luftstrahlung aber nur etwa 0,2  $J$  im Mittel beträgt. Beide Komponenten sind örtlich und zeitlich variabel. Die Erdstrahlung kann durch vermehrte oder verminderte Emanationsführung der obersten Bodenschichten (Bodenatmung) beeinflusst werden.

Die Absorption der Erdstrahlung im Erdboden und in der Atmosphäre ist von L. V. King<sup>2)</sup> berechnet worden. Es ergibt sich, daß in 50 m Höhe die Erdstrahlung auf 49 Proz., in 83 m auf 33 Proz., in 167 m auf 15 Proz., in 333 m auf 3,7 Proz. des Bodenwertes sinkt.

Experimentelle Bestimmungen der Erdstrahlung unter Abtrennung der Reststrahlung sind seit den bahnbrechenden Untersuchungen von Th. Wulf<sup>3)</sup> an vielen Orten ausgeführt worden. Die einfachste Bestimmung besteht darin, daß man z. B. mit dem Wulfschen Strahlungsapparat zuerst an der Erdoberfläche die Gesamtstrahlung mißt und dann den Apparat, allseitig vom Erdreich umgeben, in den Boden einsenkt. Beim zweiten Versuch ist die Erdstrahlung genau doppelt so groß, und da die Luftstrahlung nur etwa 0,2  $J$  im Mittel ausmacht, ergibt die Differenz der Ionisierungsstärken bei den beiden Versuchen ziemlich genau den Wert der Erdstrahlung an dem betreffenden Orte. Ein anderes, noch häufiger verwendetes Verfahren besteht darin, daß man den Apparat zuerst über Land, dann über einer benachbarten Wasseroberfläche, z. B. einem See oder Teich, aufstellt. Die stets über Wasser beobachtete Verminderung der Gesamtstrahlung beruht auf dem Fortfallen der Erdstrahlung über Wasser. Die  $\gamma$ -Strahlenwirkung der in Binnengewässern oder im Meere enthaltenen radioaktiven Substanzen kann ganz vernachlässigt werden. Die folgende Tabelle gibt einige Resultate derartiger Bestimmungen der Erdstrahlung:

<sup>1)</sup> Wiener Ber. **122**, 137, 1913.

<sup>2)</sup> Phil. Mag. (6) **23**, 242, 1912; **26**, 604, 1913.

<sup>3)</sup> Phys. ZS. **10**, 997, 1909.

Beobachter	Ort	Erdstrahlung $q_E$
Schweidler . . . . .	Seeham (Oberösterreich)	1,9 bis 4,0 <i>J</i>
J. C. McLennan . . . . .	Toronto (Kanada)	5,3 <i>J</i>
Simpson und Wright . . . . .	Matjesfontain (Südafrika)	7,9 <i>J</i>
Kunsmann . . . . .	Kalifornien	4,5 <i>J</i>
L. A. Bauer und Swann . . . . .	Washington D.C. (U.S.A.)	4,0 <i>J</i>
V. F. Hess . . . . .	Wien	2,5 <i>J</i>
W. Kolhörster . . . . .	Waniköi (Türkei)	2,5 <i>J</i>
Schweidler . . . . .	Innsbruck (Tirol)	12,0 bis 14,0 <i>J</i>

Die Erdstrahlung ist je nach der geologischen Beschaffenheit des Gesteins, auf dem der Apparat aufgestellt wird, in weiten Grenzen verschieden. V. Oberguggenberger<sup>1)</sup> fand für die Erdstrahlung über Dolomit 0,6 bis 7,5 *J*, über Muschelkalk 2,4 *J*, auf Liaskalk 1,3 *J* in guter Übereinstimmung mit den Werten, die man nach dem Radium- und Thoriumgehalt dieser Gesteine erwarten kann. Im Mittel beträgt also der Wert der Erdstrahlung in Ionisationsgefäßen aus Zink 2 bis 4 *J*. In der freien Atmosphäre wäre die Wirkung nach den Untersuchungen von A. S. Eve<sup>2)</sup> und V. F. Hess<sup>3)</sup> etwa im Verhältnis 4:5,5 zu verkleinern, da dort die Sekundärstrahlung an der Zinkwand wegfällt. Die Erdstrahlung an einem und demselben Orte führt Schwankungen aus, die auf Veränderungen im Emanationsgehalt bzw. Induktionsgehalt der Bodenschichten bis zu einem Meter Tiefe zurückzuführen sind (Wulf).

Daher sind auch von den meisten Beobachtern deutliche Anzeichen einer jährlichen und an manchen Orten auch einer täglichen Periode der Strahlung gefunden worden. Das Maximum fällt in die warme Jahreszeit, das Minimum auf die ersten Monate im Jahre. Die Amplitude beträgt nach A. Gockel<sup>4)</sup> in Freiburg (Schweiz) 1,5 *J*, nach K. Kähler<sup>5)</sup> in Kolberg (Preußen) 0,3 *J*, nach Kolhörster (l. c.) in Waniköi (Türkei) 0,5 *J*. Auf dem 2000 m hohen Gipfel des Obir (Kärnten) ist die Amplitude der

<sup>1)</sup> Wiener Ber. **132**, 59, 1923.

<sup>2)</sup> Phil. Mag. **27**, 394, 1914.

<sup>3)</sup> Wiener Ber. **122**, 1481, 1913.

<sup>4)</sup> Phys. ZS. **16**, 345, 1915; Neue Denkschr. Schweizer Naturf. Ges. **53**, Nr. 1, 1917.

<sup>5)</sup> Phys. ZS. **21**, 324, 1920.

Strahlung ebenfalls nur  $0,5 J$  [Hess und M. Kofler]<sup>1)</sup>. Die tägliche Periode ist — wo überhaupt vorhanden — von Ort zu Ort verschieden. Bei der geringen Veränderlichkeit der Erdstrahlung kann in Gegenden mit hohem Emanationsgehalt der Luft die Luftstrahlung bei Messungen der Amplitude der Gesamtstrahlung störend wirken. Tag- und Nachtwerte der Gesamtstrahlung zeigen an den meisten Orten keinen Unterschied. Die genaueste Analyse der täglichen, in Waniköi spiegelbildlich zur Luftdruckschwankung verlaufenden Schwankung der Gesamtstrahlung hat Kolhörster<sup>2)</sup> gegeben. Die sonstigen mit meteorologischen Faktoren zusammenhängenden Veränderungen der Gesamtstrahlung sind auf Schwankungen der Erd- und Luftstrahlung zurückzuführen, die mit der Emanationsführung der Boden- und Freiluft und mit der Bodenurchlässigkeit parallel gehen.

Es ist auch zu erwähnen, daß Niederschläge durch Mitreißen der radioaktiven Induktionen temporär die an der Erdoberfläche erhöhte Strahlung bewirken können, wie von zahlreichen Beobachtern festgestellt ist. Gockel [l. c.]<sup>3)</sup> fand, als einmal der Apparat während eines Gewitters auf dem Jungfraujoch völlig eingeschneit wurde, eine Strahlungserhöhung um  $2 J$ .

**6. Die Höhenstrahlung.** a) Die Beobachtungen auf Türmen, Luftfahrzeugen und auf Bergen. Wie schon in der Einleitung bemerkt, hatten Beobachtungen auf Türmen zwar eine Abnahme der Gesamtstrahlung ergeben [um  $1-3 J$ ]<sup>4)</sup>, doch nicht in dem erwarteten Maße. In Paris fand Th. Wulf<sup>5)</sup> am Boden nach Abzug der Reststrahlung  $6 J$ , auf dem Eiffelturm (in 300 m Höhe)  $3,5 J$ . Wulf schloß aus diesen Versuchen, daß entweder noch eine andere Quelle für die  $\gamma$ -Strahlen in den höheren Luftschichten existiere, oder daß die Absorption der  $\gamma$ -Strahlen in der Luft wesentlich geringer sei, als bisher angenommen. Entscheidende Bedeutung konnte indes den Turmbeobachtungen schon deswegen nicht beigemessen werden, da das

<sup>1)</sup> Phys. ZS. 18, 385, 1917.

<sup>2)</sup> ZS. f. Phys. 11, 379, 1922.

<sup>3)</sup> Phys. ZS. 16, 345, 1915; Neue Denkschr. Schweizer Naturf. Ges. 53, Nr. 1, 1917.

<sup>4)</sup> J. C. McLennan (und Macallum), Phys. ZS. 8, 556, 1907; Phil. Mag. (6) 22, 639, 1911; K. Bergwitz, Habilitationsschr., Braunschweig 1910, und Elster-Geitel-Festschr., Braunschweig 1915.

<sup>5)</sup> Phys. ZS. 11, 811, 1910.

Mauerwerk bzw. die Eisenkonstruktion selbst je nach den örtlichen Verhältnissen abschirmend oder selbststrahlend Störungen bewirken kann. Man ging daher zu Versuchen im Ballon über. Die ersten vier Fahrten (Bergwitz, Gockel) (siehe Zitate § 23, 1) führten nicht zu sicheren Ergebnissen. Aus den Gockelschen Beobachtungen ergab sich in 2 bis 3 km Höhe sogar eine kleine Zunahme der Strahlung, wenn man die Beobachtungen auf normalen Druck reduzierte. Direkte Messungen des Absorptionskoeffizienten der  $\gamma$ -Strahlen von Radium C durch V. F. Hess<sup>1)</sup> zeigten, daß die Absorption tatsächlich so erfolgt, wie man erwartet hatte, und daher die Erdstrahlung schon in einigen hundert Metern Höhe gänzlich unwirksam sein müsse.

Zehn Ballonfahrten von Hess (l. c. § 23, 1) mit verbesserter Apparatur brachten dann das schon in der Einleitung erwähnte Resultat von grundlegender Bedeutung: schwache Abnahme der Gesamtstrahlung bis 1000 m, dann langsame und später stärkere Zunahme der Strahlung. Die zahlenmäßigen Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammen mit den später von Kolhörster (l. c. § 23, 1) mit weiter verbessertem Instrumentarium erhaltenen Strahlungswerten bis 9 km zusammengestellt.

L. V. King<sup>2)</sup> vermutete, daß die sich auf dem Ballon während der Fahrt ablagernden radioaktiven Induktionen die Zunahme der Strahlung mit der Höhe vortäuschen. Dieser Einwand wurde durch sofortige Messungen der Strahlung über der Ballonhülle nach der Landung als unzutreffend befunden (Hess). Zu demselben Resultat führten auch Berechnungen von Schweidler (l. c. S. 113).

In der nachstehenden Tabelle sind nur die Differenzen der in der Höhe und am Erdboden beobachteten Ionisierungsstärken angegeben, da man aus diesen Zahlen die anfängliche Abnahme und spätere Zunahme der Strahlung mit der Höhe am deutlichsten erkennt. Die Zahlen sind Mittelwerte von Beobachtungen mit mehreren Apparaten. Da die Erdstrahlung schon von 1000 m ab gleich Null zu setzen und die Luftstrahlung sehr geringfügig ist, können die gegebenen Zahlen, wenn man zu ihnen den durch später zu besprechende Versuche bestimmten Betrag der Höhen-

---

<sup>1)</sup> Phys. ZS. **12**, 998, 1911.

<sup>2)</sup> Phil. Mag. **23**, 242, 1912.

strahlung am Erdboden (1 bis 2  $J$ ) addiert, als Beträge der Höhenstrahlung in den einzelnen Höhenstufen angesehen werden.

Seehöhe	Mittlere Ionendifferenz gegen Erdboden		Seehöhe	Mittlere Ionendifferenz gegen Erdboden Kolhörster 1913/14
	Hess 1911/12	Kolhörster 1913		
0,5 km	} - 1,1	- 1,7 $J$	5,5 km	+ 22,1 $J$
1,0 "		- 1,5 $J$	6,0 "	+ 28,0 $J$
1,5 "	} 0,0	+ 0,4 $J$	6,5 "	+ 37,0 $J$
2,0 "		+ 1,0 $J$	7,0 "	+ 45,2 $J$
2,5 "	} + 1,3	+ 2,6 $J$	7,5 "	+ 54,0 $J$
3,0 "		+ 4,2 $J$	8,0 "	+ 62,5 $J$
3,5 "	+ 4,0	+ 5,8 $J$	8,5 "	+ 71,0 $J$
4,0 "	-	+ 9,1 $J$	9,0 "	+ 79,0 $J$
4,5 "	} + 16,3 (bis 5200 m)	+ 11,8 $J$	9,3 "	+ 85,0 $J$
5,0 "		+ 16,2 $J$		

Nachdem die Existenz der Höhenstrahlung durch die erwähnten Versuche im Ballon entdeckt und bestätigt worden war, haben eine Reihe von Autoren sich mit Experimentaluntersuchungen über diesen Gegenstand beschäftigt. Gockel<sup>1)</sup> hat auf Gletschern in 2800 bis 3400 m Höhe den Wert der Höhenstrahlung zu 3 bis 4  $J$  bestimmt, und ähnliche Werte erhielt Kleinschmidt bei Drachenaufstiegen über dem Bodensee. Oberguggenberger (l. c. S. 114) erhielt im Gebirge in 2000 m Höhe 2,5  $J$ , in 2900 m 4,7  $J$  als Wert der Höhenstrahlung. Kolhörster<sup>2)</sup> erhielt am Jungfraujoch (3500 m) 5,3  $J$ . H. Marsden<sup>3)</sup> konnte auf einem 2800 m hohen erloschenen Vulkan auf Neuseeland keine Erhöhung der Strahlung feststellen. Da jedoch die Erdstrahlung dort nicht separat gemessen wurde, wäre es möglich, daß Verschiedenheiten derselben am Fuße und am Gipfel des Berges die Verstärkung der Höhenstrahlung am Gipfel verwischen.

In Amerika sind neuerdings weitere wichtige Untersuchungen von R. A. Millikan und seinen Schülern R. M. Otis und J. S. Bowen ausgeführt worden<sup>4)</sup>. Leider lassen die bisher vorliegenden vorläufigen Mitteilungen eine kritische Beurteilung noch nicht zu. Vor allem glückte es Millikan und Bowen, Pilotballone mit

1) Phys. ZS. **16**, 345, 1915.

2) Sitz.-Ber. Preuss. Ak. d. W. **34**, 366, 1923.

3) Terr. Magn. **27**, 105, 1922.

4) Phys. Rev. (2) **22**, 198, 199, u. **23**, 778, 1923/24; Nature **114**, 143, 1924.

Registrierinstrumenten bis 16 km emporzusenden, also fast doppelt so hoch, als Kolhörster im Freiballon gekommen ist. Das Elektroskop mit einer Ionisationskammer von 300 cm<sup>3</sup>, die mit Preßluft gefüllt war, Thermometer und Registrierbarograph hatten zusammen ein Gewicht von nur 180 g. Es zeigte sich wiederum die Zunahme der Ionisation mit der Höhe bis zur erreichten Maximalhöhe, doch in geringerem Grade, als man nach Kolhörsters Kurven erwartet hatte. Auch Flugzeugaufstiege und Bergbeobachtungen der genannten Forscher in 4 bis 5 km Höhe zeigen die Erhöhung der Strahlung, und zwar im allgemeinen in guter Übereinstimmung mit den europäischen Meßresultaten.

Nach den vorliegenden Beobachtungen in der freien Atmosphäre und auf Bergen kann die Existenz der Höhenstrahlung unzweifelhaft als bewiesen bezeichnet werden.

b) Beobachtungen der Höhenstrahlung am Erdboden. Simultanbeobachtungen der durchdringenden Strahlung am Meere, über und unter Wasser und ihrer Schwankungen haben schon 1909 Pacini<sup>1)</sup> dazu geführt, die Existenz einer weiteren  $\gamma$ -Strahlenquelle außer den radioaktiven Substanzen in der Erde und Atmosphäre zu vermuten. Durch Abschirmungsversuche, d. h. durch gleichzeitige Messungen der Strahlung über und unter Wasser (eventuell in Eishöhlen), läßt sich der Anteil der Höhenstrahlung auch im Meeresniveau bestimmen. Ältere Abschirmungsversuche sind teilweise unbrauchbar, da man sich damals noch nicht über die außerordentliche Durchdringungskraft der Höhenstrahlung im klaren war. Nach den Versuchen und Berechnungen von Schweidler<sup>2)</sup>, Kolhörster<sup>3)</sup> und Gockel<sup>4)</sup> beträgt die Ionisierungsstärke der Höhenstrahlung im Meeresniveau etwa 1 bis 2 *J*. Hoffmann<sup>5)</sup> erhielt bei seinen Registrierungen in Königsberg den Wert  $q_0 + q_H = 1,0 J$ .

c) Untersuchungen bei hohen Drucken. Die ersten Untersuchungen der Ionisation in geschlossenen Gefäßen in ihrer

<sup>1)</sup> Rend. Acad. Lincei (5) **18**, I, 123, 1909; Le Radium **8**, 307, 1911.

<sup>2)</sup> Wien. Ber. **121**, 1297, 1912; **122**, 137, 1913; **126**, 1009, 1917; Elster-Geitel-Festschr., Braunschweig 1915.

<sup>3)</sup> Phys. ZS. **14**, 1066, 1913; ZS. f. Phys. **11**, 379, 1922; siehe auch Ber. Preuß Ak. d. W. **34**, 366, 1923.

<sup>4)</sup> l. c. S. 115.

<sup>5)</sup> Phys. ZS. **25**, 177, 1924; **26**, 40, 1925.

Abhängigkeit vom Druck der Gasfüllung ergaben recht ungleichmäßige Resultate, je nach der Beteiligung der vier Komponenten der Strahlung in dem betreffenden Gefäß. Wir wollen uns daher auf die Besprechung der neuesten Versuche beschränken, die auf Anregung von W. F. G. Swanns<sup>1)</sup>, von K. Melvina Downey<sup>2)</sup> und Hal F. Fruth<sup>3)</sup> unter solchen Bedingungen ausgeführt wurden, daß im Gefäß außer der sehr kleinen Reststrahlung nur noch die Höhenstrahlung ionisierend wirken konnte. Die Erdstrahlung war teils durch Aufstellung des Apparates über Wasser, teils durch dicke Betonwände abgeschirmt. Die Versuche wurden mit sorgfältig gealterter, also emanationsfreier Luft, mit Stickstoff, Sauerstoff und Kohlendioxyd als Füllgas bei Drucken bis zu 80 Atmosphären ausgeführt. Die Ionisation steigt zunächst bis zu etwa 30 Atmosphären proportional dem Drucke an, und zwar um je etwa 1 *J* bei Drucksteigerung von je 1 Atmosphäre. Bei Stickstoff und bei einem Gemisch von vier Teilen Stickstoff mit einem Teil Sauerstoff bleibt der Anstieg bis zu den höchsten Drucken weiter bestehen, bei den übrigen Gasen dagegen wird schließlich ein Grenzwert der Ionisation erreicht. Dieses Verhalten ist vorläufig noch nicht geklärt. Swann schließt aus den Versuchen mit einigem Vorbehalt, daß von der bei Atmosphärendruck im Meeresniveau beobachteten Ionisierungsstärke erheblich weniger als 1 *J* direkt oder indirekt von der Höhenstrahlung erzeugt wird.

d) Der Absorptionskoeffizient der Höhenstrahlung. Aus der Kurve, welche die Zunahme der Höhenstrahlung mit der Höhe wiedergibt, läßt sich, wenn man annimmt, daß die neue Strahlung ähnlich wie die  $\gamma$ -Strahlen der radioaktiven Substanzen nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden, leicht der Absorptionskoeffizient berechnen. Nimmt man an, daß es sich um Parallelstrahlen handelt (Strahlenquelle weit entfernt), so würde die Ionisierungsstärke in der Atmosphäre nach unten abnehmen, und nach Durcheilen einer Schicht von der Dicke *d* wäre die Ionisation gegeben durch den Ausdruck

$$q_d = q_0 \cdot e^{-\mu d},$$

wobei dann  $\mu$  der Absorptionskoeffizient der neuen Strahlung ist.

<sup>1)</sup> Bull. Nat. Research Council, Amer. Geophys. Union, Rept. 17, 65, 1921.

<sup>2)</sup> Phys. Rev. (2) 16, 420, 1920; 20, 186, 1922.

<sup>3)</sup> Ebenda (2) 22, 109, 1923.

Berechnungen von Kolhörster<sup>1)</sup>, Schweidler<sup>2)</sup> und Seeliger<sup>3)</sup> lieferten je nach der gemachten Annahme über den Sitz der neuen Strahlungsquelle (Kosmos, oberste Schichten der Atmosphäre) Werte der Absorptionskoeffizienten zwischen  $0,5$  und  $1,0 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ , während direkte Bestimmungen des Absorptionskoeffizienten der gewöhnlichen  $\gamma$ -Strahlen von Radium C von Hess den Wert  $4,5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$  ergeben hatten. Die Höhenstrahlung ist also etwa 10mal durchdringender als die  $\gamma$ -Strahlen. Die ersten Absorptionsmessungen der Höhenstrahlung in Wasser sind wohl von A. Gockel ausgeführt worden (l. c. S. 115). Besonders sorgfältige Bestimmungen der Absorption der Höhenstrahlung in Wasser und Eis wurden neuerdings von Kolhörster<sup>4)</sup> vorgenommen und ergaben als Mittelwert  $\mu$  (in Wasser)  $= 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , während für die  $\gamma$ -Strahlen des Radium C der Absorptionskoeffizient wieder um eine Zehnerpotenz höher ist ( $3,3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ ). Während also letztere schon durch eine Wasserschicht von 21 cm auf die Hälfte abgeschwächt werden, würde dies bei der Höhenstrahlung erst durch eine Wasserschicht von 310 cm Dicke erfolgen. Neue Versuche von Millikan und Cameron (siehe Fußnote 2, S. 121) lieferten mit zunehmender Dicke den Wasserschichtwert von  $\mu = 1,8$  bis  $3,0 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Mysowski und Tuwim<sup>5)</sup> fanden bei Versuchen im Onegasee (1925, Rußland) den Wert  $3,6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Die Versuche Kolhörsters haben auch ergeben, daß die Wirkung der Höhenstrahlung im Meeresniveau noch etwa  $2 J$  beträgt.

G. Hoffmann<sup>6)</sup> glaubt dagegen aus seinen im Meeresniveau durchgeführten Abschirmungsversuchen mit dicken Bleischichten den Schluß ziehen zu müssen, daß im Meeresniveau kein nennenswerter Betrag einer Strahlung von höherem Durchdringungsvermögen als dem der gewöhnlichen  $\gamma$ -Strahlen existiere: sein Apparat ergab bei allseitiger Umschließung mit einem 12 cm dicken Bleipanzers die Ionisierungsstärke  $1,00 J$ , und eine Erhöhung der Bleipanzerschicht auf 32 cm Dicke brachte nur eine geringfügige Verminderung (auf  $0,96 J$ ) hervor. Die damit im Wider

<sup>1)</sup> Abh. d. Naturf. Ges. Halle, N. F. 1914, Nr. 4; Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 719, 1914.

<sup>2)</sup> Elster-Geitel-Festschr., Braunschweig 1915, S. 411.

<sup>3)</sup> München. Sitz.-Ber. 1918, 1.

<sup>4)</sup> Sitz.-Ber. Preuß. Ak. d. W. 34, 366, 1923; ZS. f. Phys. 36, 147, 1926.

<sup>5)</sup> ZS. f. Phys. 35, 299, 1925.

<sup>6)</sup> Phys. ZS. 26, 669, 1925.

spruch stehenden Ergebnisse der Abschirmungsversuche der Höhenstrahlung mit Wasser und Eis führt er darauf zurück, daß in Substanzen, die aus Elementen von niedrigem Atomgewicht bestehen, die Streuung der Strahlung erheblich größer ist als die wahre Absorption, und daß letztere eben in Wasser und Luft ganz minimal sei. Dies hätte zur Folge, daß schon ein ganz minimaler Gehalt an Radium usw. in Gewässern merkliche Ionisation in geschlossenen Gefäßen bei Tauchversuchen unter Wasser hervorbringe. Schwere Einwände gegen diese Schlüsse von Hoffmann wurden von V. E. Hess<sup>1)</sup> vorgebracht.

Es ist wohl ohne weiteres zuzugeben, daß wegen der Unmöglichkeit der reinlichen experimentellen Trennung des Vorganges der Streuung und der wahren Absorption der angeführte Absorptionskoeffizient der Höhenstrahlung als etwas unsicher angesehen werden muß.

Die große Abundanz von  $\gamma$ -Strahlen gewöhnlicher Durchdringungskraft in der Nähe der Erdoberfläche bei anscheinendem Fehlen solcher von viel höherem Durchdringungsvermögen spricht indes, wie eine Betrachtung der neuesten Untersuchung von R. A. Millikan<sup>2)</sup> zeigt, durchaus nicht etwa gegen die Existenz der Höhenstrahlung. Millikan hat mit seinem Mitarbeiter H. Cameron, ähnlich wie Kolhörster, Absorptionsversuche durch Einsenken seines Apparates unter Wasser bis zu 20 m in einem 4000 m über dem Meeresspiegel gelegenen, nur aus geschmolzenem Schneewasser gebildeten See ausgeführt und allmähliche Abnahme der Ionisation bis zur Tiefe von 15 m festgestellt. Die harte Höhenstrahlung wird — in Analogie zu dem bei den Röntgenstrahlen bekannten Compton-Effekt — beim Auftreffen auf Materie eine sekundäre  $\gamma$ -Strahlung von größerer Wellenlänge, also kleinerer Durchdringungskraft erzeugen, und Millikan berechnet, daß die Härte dieser sekundären  $\gamma$ -Strahlung beiläufig dieselbe sei, wie die der gewöhnlichen  $\gamma$ -Strahlen. Man würde nach der Auffassung Millikans am Erdboden, im Meeresebene, wo die Stärke der primären Höhenstrahlung außerordentlich geschwächt ist, ein Überwiegen der weicheren sekundären  $\gamma$ -Strahlung erhalten. Die gleichen Verhältnisse wie bei den Ver-

<sup>1)</sup> Phys. ZS. **27**, 159, 1926.

<sup>2)</sup> Science **52**, 445, 1925, Nr. 1612, 20. Nov. 1925; Proc. National Acad. of Sc. Washington **12**, 48, 1926.

suchen von A. Hoffmann liegen auch bei Absorptionsversuchen von Běhounek<sup>1)</sup> vor, bei denen aber außerdem die  $\gamma$ -Strahlen aus der gewöhnlich radiumreichen unmittelbaren Umgebung (St. Joachimsthal) und eine hohe Reststrahlung des Apparates störend wirkten.

e) Richtung und Schwankungen der Höhenstrahlung. Was die Richtung der Höhenstrahlung anlangt, so hat Gockel (l. c. S. 114) zuerst aus Versuchen in Gletscherspalten geschlossen, daß diese Strahlung annähernd senkrecht an der Erdoberfläche einfallt. Auf Veranlassung Swanns (siehe Zitat S. 119) ausgeführte Versuche von Miss J. Herrick haben keine als endgültig anzusehende Resultate geliefert. Doch ergaben sich Anzeichen dafür, daß die Strahlung im wesentlichen von oben komme. Dem Gedankengang Gockels und einer Anregung von Nernst folgend, hat dann Kolhörster<sup>2)</sup> in zwei Sommern (1923 und 1924) Messungen auf einem Gletscher nächst dem Jungfraujoch in 3550 m Höhe vorgenommen. Es ergab sich an allen Apparaten ein deutlicher täglicher Gang, dessen Amplitude etwa 15 Proz. des Gesamtwertes der Höhenstrahlung betrug. Bei stufenweisem Einsenken in eine Eisspalte wurde die Amplitude der Tagesschwankung immer kleiner, um in 10 m Tiefe ganz zu verschwinden. Die Maxima fallen mit der Kulmination der Milchstraße zusammen. Aus seinen Versuchen schließt Kolhörster, daß die Höhenstrahlung aus einem relativ eng begrenzten Himmelsgebiet komme, das mit der Milchstraße ziemlich koinzidiere.

Die Maxima der Strahlung am Jungfraujoch fielen auf die ersten Vormittagstunden und die ersten Abendstunden, ein Minimum fällt auf etwa 1 Uhr nachmittags. Nach Millikan (l. c. S. 121) scheint die Höhenstrahlung dagegen nicht aus einer bevorzugten Himmelsrichtung zu kommen.

An anderen, niedriger gelegenen Orten haben Beobachtungen der Höhenstrahlung begrifflicherweise kaum deutliche Anzeichen regelmäßiger Schwankungen ergeben, da dort der Absolutbetrag dieser Strahlenkomponenten an sich zu gering ist. Die meisten Autoren berichten, daß kein Unterschied der Strahlung bei Tag und bei Nacht besteht: dies folgt auch deutlich aus einer ein-

---

<sup>1)</sup> Phys. ZS. **27**, 8, 1926.

<sup>2)</sup> Sitz.-Ber. Preuß. Ak. d. W. **34**, 366, 1923; **36**, 120, 1925.

jährigen Messungsreihe am Obir [2000 m]<sup>1)</sup>, aus Messungen am 4000 m hohen Mount Whitney [Kalifornien]<sup>2)</sup> und aus den schon erwähnten Ballonbeobachtungen von Hess. Die Feinregistrierungen der Höhenstrahlung von Hoffmann in Königsberg lassen nur ganz kleine unregelmäßige Schwankungen der Strahlung erkennen, die meist einige Stunden anhalten und sich etwa zwischen 0,86 und 1,09 *J* bewegen. Auch Gockel<sup>3)</sup> berichtet über unregelmäßige Schwankungen der Strahlung am Piz Languard (3200 m) und am Eggishorn. Die langen Beobachtungsreihen der Carnegie-Expeditionen über dem Meere zeigen nach Bauer und Swann<sup>4)</sup> für Höhenstrahlung plus Reststrahlung Schwankungen unregelmäßiger Art zwischen 3,1 und 4,5 *J*. Ähnliches berichten Simpson und Wrigth<sup>5)</sup> und MacLennan und McLeod<sup>6)</sup> bei kürzeren Versuchsreihen.

Nach Swann<sup>7)</sup> waren während einer totalen Sonnenfinsternis in New Haven die Schwankungen der Strahlung stärker als an den Kontrolltagen. Im übrigen haben Beobachtungen während der Sonnenfinsternissen von 1912, 1914 und 1918<sup>8)</sup> gezeigt, daß der Mittelwert der durchdringenden Strahlung während der Sonnenbedeckung nicht verändert ist.

Es ist daher wohl erwiesen, daß die Höhenstrahlung nicht direkt in geradliniger Ausbreitung von der Sonne herkommen kann.

Während des Durchganges des Halleyschen Kometen durch die Erdbahn ergaben sich an einigen Orten Anzeichen einer Erhöhung der durchdringenden Strahlung. Wigand<sup>9)</sup> nimmt an, daß damals stark ionisierende Materie in die obersten atmosphärischen Schichten eingedrungen sei.

f) Hypothesen über den Ursprung der Höhenstrahlung. Im Jahre 1906, also lange vor der Entdeckung der eigentlichen

1) Hess u. Kofler, Phys. ZS. **18**, 585, 1917.

2) Otis, Phys. Rev. **22**, 199, 1923.

3) Neue Denkschr. Schweiz. Naturf. Ges. **53**, Nr. 1, 1917.

4) Research. Dept. of Terr. Magn. Carnegie Inst. Wash. III, Nr. 175, 1918.

5) Proc. Roy. Soc. Lond. A. **85**, 175, 1911.

6) Phil. Mag. (6) **26**, 740, 1913.

7) Phys. Rev. (2) **25**, 901, 1925.

8) de Broglie, Compt. rend. **154**, 1654, 1912; Palazzo, Mem. Soc. Spettr. Ital. VIII, 1919; Kolhörster, Die Naturwiss. **7**, 412, 1919; Bauer-Fisk-Mauchly, Terr. Magn. **24**, 87, 1919.

9) Phys. ZS. **18**, 1, 1917.

Höhenstrahlung, hat Richardson<sup>1)</sup> die Ansicht geäußert, daß die durchdringende Strahlung außerterrestrischen Ursprungs sei, und zwar, daß sie von der Sonne herstamme. Diese Hypothese wurde unhaltbar, als Berechnungen zeigten, daß die Strahlung der radioaktiven Substanzen im Erdboden zur Erklärung der Schwankungen der Gesamtstrahlung ausreichen, und daß eine Strahlung vom Charakter einer gewöhnlichen  $\gamma$ -Strahlung die Erdatmosphäre nicht durchsetzen könne, ohne in den mittleren und oberen Luftschichten Ionisationen zu erzeugen, die die dort wirklich beobachteten Leitfähigkeiten hundertfach übersteigen.

Die Ballonbeobachtungen führten dann Hess<sup>2)</sup> zu der Annahme einer neuen Strahlungsquelle, deren Strahlen von oben her in die Atmosphäre eindringen. Von der Sonne konnte diese Strahlung nicht direkt herkommen, da die Ballonbeobachtungen keinen Unterschied der Strahlung bei Tag und bei Nacht erkennen ließen, andererseits zeigten quantitative Überlegungen, daß die bekannten radioaktiven Substanzen in der Luft nicht im entferntesten ausreichen, um die beobachteten Effekte hervorzubringen.

Eine theoretische Untersuchung von Schweidler<sup>3)</sup> über die möglichen Ursachen der Höhenstrahlung zeigte, daß die Planeten, die Sonne, der Mond und die übrigen Himmelskörper nicht als Quelle der Strahlung in Betracht kommen, wenn man ihnen nicht ganz ungeheuerliche Werte der Eigenaktivität zuschreiben will. Am ehesten schien den Beobachtungen die Annahme einer im Weltenraum in äußerster Verdünnung gleichmäßig verteilten kosmischen Materie gerecht zu werden, wobei diese Materie nur etwa hundertmal stärker radioaktiv zu sein braucht, wie die irdischen Gesteine. Auch die Möglichkeit des Vorkommens eines bisher unbekanntes radioaktiven Gases in den oberen Schichten der Atmosphäre wird von Schweidler in Betracht gezogen.

In der Weiterverfolgung der Bongardsschen Idee von der Einwanderung radioaktiver Substanzen von der Sonne her meint Swinne<sup>4)</sup>, daß solche radioaktive Rückstoßatome solarer Herkunft vorzugsweise im Polarlichtgürtel eindringen müßten, und hält es für möglich, daß der auf polaren Schneefeldern sich ablagernde

---

1) Nature **73**, 583, 1906; **74**, 55, 1906.

2) Wien. Ber. **121**, 2001, 1912; **122**, 1053, 1913.

3) Elster-Geitel-Festschrift, Braunschweig 1915.

4) Die Naturwiss. **7**, 412, 1919.

kosmische Staub stark radioaktiv sei. Eine experimentelle Prüfung zeigte indes, daß dies nicht der Fall ist. Es ist auch zu bemerken, daß die Höhenstrahlung sich nicht auf bekannte Radioelemente zurückführen läßt, da der Absorptionskoeffizient etwa zehnmal kleiner ist, als der der härtesten bekannten  $\gamma$ -Strahlung.

Kolhörster<sup>1)</sup> berichtet, daß Wigand schon 1914 die Idee geäußert habe, daß die Ursache der Höhenstrahlung in fein verteiltem aktiven kosmischen Staub zu suchen sei, der an der Grenze der Stratosphäre in etwa 11 km Höhe und darüber sich unter der Einwirkung der dort herrschenden Temperaturinversion angesammelt habe. Unabhängig davon, hat dann Linke<sup>2)</sup> ähnliche Anschauungen theoretisch weiter verfolgt. Wenn man diese strahlende Materie in Höhe von 10 bis 80 km verteilt annimmt, mit ihrem Schwerpunkt in etwa 20 km Höhe, so läßt sich die Höhenabhängigkeit der Strahlung in sehr guter Übereinstimmung mit der experimentell gefundenen Kurve berechnen, ebenso auch der Absorptionskoeffizient. Einwände von Bergwitz<sup>3)</sup> konnte Linke<sup>4)</sup> größtenteils entkräften.

In besonders weit ausgreifender Weise hat R. Seeliger<sup>5)</sup> das Problem der Höhenstrahlung behandelt. Da man nicht weiß, welcher Prozentsatz der von der Höhenstrahlung bewirkten Ionisation auf Volumenionisation des Füllgases, und welcher auf Sekundärstrahlenwirkung der Wände beruht, berechnet er unter den verschiedensten diesbezüglichen Annahmen die Höhenverteilungskurven der Strahlung. Die so erhaltenen Kurven zeigen übrigens alle beiläufig denselben Verlauf. Seeliger hat dann den Fall einer allgemeinen theoretischen Betrachtung unterzogen, daß die strahlende Materie bis in beliebige Höhen hinauf gleichmäßig verteilt sei. Diese Berechnungen sind Verallgemeinerungen der Untersuchungen von Schweidler und Linke und ergeben Absorptionskoeffizienten, welche mit den beobachteten Werten ziemlich gut übereinstimmen. Die Berechnung der spezifischen Aktivität pro Volumeneinheit führt wieder zu recht hohen Werten ( $10^{-8}$  g Radium äquivalente Materie pro Kubikzentimeter).

1) Das Weltall 14, 97, 114, 1914.

2) Meteorol. ZS. 33, 157, 1916.

3) Ebenda 33, 310, 1916.

4) Ebenda 33, 510, 1916.

5) Münch. Sitz.-Ber. 1918, Nr. 1, und Die Naturwiss. 6, 89, 1918.

Als weitere Möglichkeit des Ursprungs der Höhenstrahlung hat man indirekt solare Herkunft in Betracht gezogen, nachdem die Ergebnisse der Messungen bei Sonnenfinsternissen usw. die direkte Herkunft der Höhenstrahlung von der Sonne ausschließen. Schweidler<sup>1)</sup> meint, daß die von der Sonne ausgehenden Korpuskularstrahlen (vom Charakter der Alpha- und Betastrahlen) die Höhenstrahlung als eine Art Sekundärstrahlen hervorrufen könnten. Ähnliche Vorstellungen wurden auch von St. Meyer<sup>2)</sup>, Kolhörster<sup>3)</sup> und Swinne<sup>4)</sup> geäußert. Die von der weißglühenden Sonne ausgehenden Elektronen würden natürlich um die Magnetpole der Erde in Spiralbahnen aufgewickelt werden, und daher sei kein direkter Einfluß der Sonnenbedeckung oder der Nacht auf die Strahlung zu merken. Nach Birkeland haben diese Helio-kathodenstrahlen Energien, die dem freien Durchlaufen einer Spannungsdifferenz von  $8 \cdot 10^8$  Volt entsprechen, und die von ihnen erregten sekundären  $\gamma$ -Strahlen hätten entsprechend Wellenlängen von nur  $10^{-13}$  cm, was weit härteren Strahlen entspricht, als den bekannten  $\gamma$ -Strahlen der radioaktiven Elemente. Nach Swinne wäre also ein Anstieg der Höhenstrahlung im Polarlichtgürtel der Erde zu erwarten. Experimentelle Untersuchungen hierüber sind von Vegard und von Swann in Aussicht gestellt. Swann<sup>5)</sup> führt aus, daß solare Elektronen, deren Geschwindigkeit nahe an die Lichtgeschwindigkeit heranreichen, primär fast gar nicht ionisierend wirken würden. Die Höhenstrahlung sei der von diesen Elektronen hervorgerufene Sekundärstrahleneffekt. Schweidler<sup>6)</sup> ist neuerdings geneigt, die Höhenstrahlung als Sekundärstrahleneffekt nicht von Elektronen, sondern von positiven Strahlen (Wasserstoffkernen) aufzufassen, die jedenfalls auch von der Sonne emittiert werden. Parallelbeobachtungen der durchdringenden Strahlung einerseits, der erdmagnetischen Elemente, Erdströme, Sonnenflecken andererseits von A. Nodon<sup>7)</sup> scheinen übrigens auf einen Zusammenhang der Intensität der Höhenstrahlung mit der Sonnentätigkeit hin-

1) Elster-Geitel-Festschr. S. 411. Braunschweig 1915.

2) Vgl. Hess, Vortr. d. Ver. z. Verbr. naturw. Kenntnisse, Wien, 59, Nr. 2, 1919.

3) Die Naturw. 7, 412, 1919.

4) Ebenda 7, 529, 1919.

5) Journ. Franklin Instit. Nov. 1919, S. 577.

6) Terr. Magn. 27, 105, 1922.

7) Compt. Rend. 173, 722, 1921.

zuweisen. Zu ganz ähnlichen Schlüssen kommt auch M. Akiyama<sup>1)</sup> der auf Ähnlichkeit der täglichen und jährlichen Häufigkeitsverteilung des Nordlichtes und der an einigen Orten beobachteten täglichen und jährlichen Periode der durchdringenden Strahlung hinweist.

Eine ganz andere Hypothese über den Ursprung der Höhenstrahlung hat Nernst<sup>2)</sup> aufgestellt. Er nimmt an, „daß sich im Kosmos durch gelegentliche Schwankungen des Energieinhalts des Lichtäthers Atome von chemischen Elementen hoher Ordnungszahl bilden, ebenso wie umgekehrt anzunehmen ist, daß in Fortsetzung des sogenannten radioaktiven Abbaues die Atome des Heliums und des Wasserstoffs sich wieder in die Nullpunktsenergie des Lichtäthers zurückverwandeln können“. Nach Nernst würden diese neuen Elemente von hohem Atomgewicht vorzugsweise in den großen kalten Nebelsternen sich bilden. Diese würden allmählich in die jungen roten Riesensterne übergehen, deren Leuchten schon wesentlich eine Temperaturstrahlung ist. Aus diesen entstehen dann weiter die weißen kleinen Zwergsterne (Sonnens) usw. Hochatomige Radioelemente mit sehr hochfrequenter, überaus durchdringender Strahlung wären also im Kosmos hauptsächlich in der Milchstraße zu vermuten, dort, wo junge Riesensterne sich bilden oder gebildet haben. Wie schon mitgeteilt, machen die Kolhörsterschen Beobachtungen am Jungfrauoch diese Hypothese recht wahrscheinlich. Deslandres<sup>3)</sup> hat ganz unabhängig von Nernst die Ansicht geäußert, daß die gelben Riesensterne die Quelle der durchdringenden Höhenstrahlung seien. Er nennt diese Strahlung „Ultra-Röntgenstrahlung“. Hess<sup>4)</sup> schlägt dagegen den Namen „Ultra-gammastrahlung“ vor.

Millikan<sup>5)</sup> schätzt aus seinem Absorptionsversuch den Wellenlängenbezirk der Höhenstrahlung zu 4 bis  $6,7 \cdot 10^{-12}$  cm<sup>6)</sup>. Wenn man andererseits aus der bekannten Energiemenge, die bei der Bildung

1) Japan. Journ. of Astr. and Geophys. 3, Nr. 1, 1925.

2) Das Weltgebäude im Lichte der neueren Forschung. Berlin, Springer, 1921.

3) Nature 110, 847, 1922.

4) Phys. ZS. 27, 159, 1926.

5) Science 52, 447, Nr. 1612, 1925.

6) Berechnungen nach einer anderen Formel (Kolhörster 1926, l. c. S. 120) liefern drei- bis vierfach größere Wellenlängen.

eines Heliumatoms aus Wasserstoffkernen oder bei der Aufnahme eines Elektrons in den Atomkern frei wird, die Schwingungszahl und Wellenlänge der begleitenden Strahlung schätzt, erhält man die gleiche Größenordnung. Daher hält es Millikan für wahrscheinlich, daß atomare Prozesse dieser Art, die im Weltall vielleicht an sehr vielen Stellen beständig vor sich gehen mögen, die eigentliche Ursache der Höhenstrahlung seien.

Eine eindeutige Entscheidung zugunsten einer der im vorhergehenden mitgeteilten Hypothesen ist zurzeit noch nicht möglich. Es ist wohl wahrscheinlich, daß die Höhenstrahlung Begleiterscheinung radioaktiver Zerfallsprozesse oder umgekehrt gerichteter atomarer Aufbauvorgänge ist, die außerhalb der Erde, im Kosmos, gleichmäßig oder etwa an bevorzugten Stellen (Milchstraße) sich abspielen (Nernst). Übrigens sind auch die Hypothesen, welche annehmen, daß die Höhenstrahlung eine von Korpuskularstrahlen der Sonne hervorgerufene Sekundärstrahlung sei, noch nicht als erledigt zu betrachten.

g) Vergleich der Ionisation der Höhenstrahlung mit der der übrigen drei Komponenten der Ionisation in geschlossenen Gefäßen. An der Erdoberfläche, im Meeresebene beträgt die von der Höhenstrahlung in mit Luft von normalem Druck gefüllten Metallgefäßen hervorgebrachte Ionisierungsstärke, wie wir gesehen haben, 1 bis 2  $J$ . Es ist von Interesse, damit die durchschnittliche Ionisation von seiten der Reststrahlung, der Erdstrahlung und der Luftstrahlung (vgl. § 23, 2) zu vergleichen: Die Extrem- und Mittelwerte dieser Komponenten im Meeresebene, in sorgfältig gereinigten Gefäßen sind:

$$q_0 = 0,4 \text{ bis } 6 J \text{ (Mittelwert } 4 J)$$

$$q_E = 2 \text{ bis } 14 J \text{ (Mittelwert } 3 J)$$

$$q_L = 0 \text{ bis } 0,8 J \text{ (Mittelwert } 0,2 J)$$

$$q_H = 0,6 \text{ bis } 2,0 J \text{ (Mittelwert } 1,5 J).$$

## § 24. Die Bodenatmung.

Schon bei der Besprechung des Emanationshaushaltes der Atmosphäre wurde darauf hingewiesen, welche wichtige Rolle die Emporführung der stark ionisierten, emanationshaltigen Bodenluft in die freie Atmosphäre spielt. Man nennt diesen Vorgang (nach einem Vorschlag von A. Daunderer) die Bodenatmung.

H. Ebert<sup>1)</sup> hat zuerst darauf aufmerksam gemacht, daß die Bodenatmung auch für den Ionengehalt der untersten Luftschichten und deren freie elektrische Raumladung eine große Bedeutung besitzt: wenn durch Fallen des Luftdruckes, Besonnung des Bodens oder die saugende Wirkung des Windes aus den Bodenkapillaren stark ionisierte Bodenluft in die freie Luft übertritt, so wird nicht nur die Ionenzahl in den untersten Luftschichten momentan vermehrt, sondern es treten auch Ionenadsorptionserscheinungen an den Wänden der feinen Poren des Erdbodens auf. Da nach Versuchen von J. Zeleny<sup>2)</sup>, Villari und Simpson<sup>3)</sup> die negativen Ionen bei solchen Strömungsvorgängen stärker absorbiert werden als die positiven, so besitzt die schließlich in die freie Luft übertretende Bodenluft einen Überschuß an positiven Ionen, also freie positive Raumladung.

Ebert hat versucht, durch diesen Prozeß das Zustandekommen der negativen Erdladung und der positiven Raumladungen in der Atmosphäre, kurz die Aufrechterhaltung des ständig herrschenden elektrischen Feldes zwischen Erde und Atmosphäre zu erklären. Nach seiner Auffassung sollte der ständig zur Erde fließende vertikale Leitungsstrom durch die konvektive Emporführung der durch die Bodenatmung erzeugten positiven Raumladung seine Kompensation finden.

Die ersten Einwände von Simpson<sup>4)</sup> und von H. Gerdien<sup>5)</sup> konnte Ebert<sup>6)</sup> größtenteils entkräften, insbesondere gelang es ihm, gemeinsam mit K. Kurz<sup>7)</sup> durch Registrierungen der elektrischen Zerstreung unmittelbar über dem Erdboden zu zeigen, daß der behauptete Vorgang (Übertritt eines Überschusses positiver Ionen aus dem Boden) in der Natur tatsächlich besteht.

Die Anordnung von Ebert und Kurz ist in Abb. 13 schematisch dargestellt. Eine Metallplatte von 600 qcm Flächeninhalt ( $P$ ) ist in wagerechter Stellung an einem Gockelschen Isolierhaken  $J$  dicht über dem Rasen aufgehängt. Die ganze

1) Phys. ZS. 5, 135, 499, 1904.

2) Phil. Mag. (5) 46, 120, 1898; Phys. ZS. 4, 667, 1903.

3) Phys. ZS. 4, 480; Phil. Mag. (6) 6, 589, 1903.

4) Phys. ZS. 5, 325, 734, 1904.

5) Ebenda 6, 647, 1905.

6) Ebenda 6, 825, 828, 1905; Jahrb. f. Rad. und Elektr. 3, 61, 1905.

7) Abhandlg. d. Bayer. Akad. d. Wiss. 35, Nr. 2, 1909; Phys. ZS. 11, 389, 1910.

Anordnung ist durch das geerdete Netz  $S$  elektrostatisch geschützt. Die mit einem Registrierelektrometer verbundene Platte  $P$ , wird nun automatisch jede Stunde einmal für einen Moment mit einer Batterie verbunden und auf 120 Volt geladen, worauf dann der eintretende Ladungsverlust durch die ganze folgende Stunde

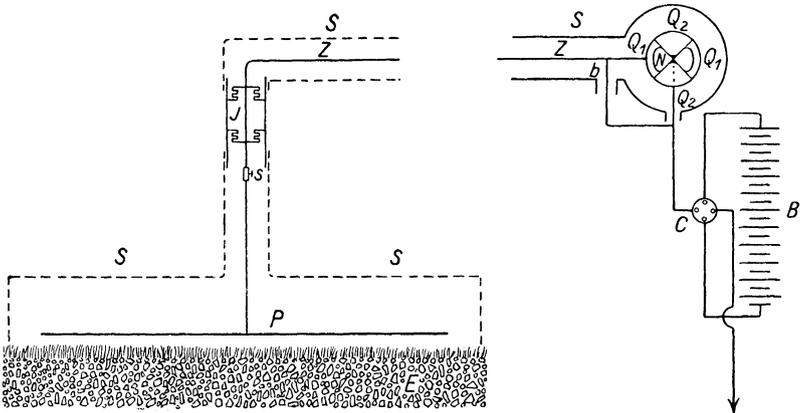


Abb. 13. Anordnung von Ebert und Kurz zur Registrierung der dem Erdboden entquellenden Ionenmengen.

elektrometrisch aufgezeichnet wird. Innerhalb des vom Netz abgegrenzten Raumes herrscht praktisch Sättigungsstrom, und es zeigte sich, daß die dort herrschende Ionisierungsstärke in München während der Sommermonate 100, während des Winters 150  $J$  betrug, d. h. die Luft unmittelbar über dem Boden ist 2- bis 3 mal weniger stark ionisiert, als die Luft im Erdboden (vgl. S. 73).

Der direkte Beweis der Bodenatmung wurde nun in der Weise erbracht, daß zwei vollkommen gleiche Anordnungen dieser Art gleichzeitig im Betrieb standen, wovon bei der einen oder anderen abwechselnd die Bodenfläche hermetisch durch eine Metallplatte abgedeckt wurde. Die Registrierungen ergaben, daß auf der der Bodenatmung ausgesetzten Seite pro Stunde um 7,9 elektrostatische Einheiten pro Quadratmeter mehr Elektrizität in Form von freien Ionen entströmt, als auf der abgedeckten Seite. Daraus läßt sich schließen, daß 60 Proz. der in Bodennähe zu messenden Ionenmengen entweder schon zum Teil fertig gebildet oder durch die radioaktiven Bestandteile der Bodenluft ständig nachgebildet durch die Bodenatmung ans Tageslicht gefördert werden. Im Mittel zeigte sich deutlich ein Überschuß an positiven Ionen.

Ebert und Kurz konnten auch zeigen, daß der positive Ladungsüberschuß größer wird, wenn man den Boden mit einer 2 cm hohen Schicht feinen, inaktiven Quarzsandes bedeckt. Es wird also um so mehr positive freie Raumladung austreten, je feiner die Bodenskapillaren sind („Diaphragmenwirkung“). Aus den Versuchen ergibt sich auch, daß überhaupt nur eine wenige Zentimeter dicke Bodenschicht an der Bodenatmung teilnimmt. Bei normalem, nicht übersandetem Boden betrug der pro Quadratmeter und Stunde aus dem Boden entweichende Überschuß positiver Elektrizität 1,04 ESE. Da durch den normalen, vertikalen Leitungsstrom in München ( $2 \cdot 10^{-16}$  Amp. pro Quadratcentimeter) im Mittel 10,8 ESE an positiver Elektrizität dem Erdboden zufließen, sieht man aus den Ebert-Kurzchen Versuchen selbst, daß die Bodenatmung, wenigstens bei Kiesboden und den dortigen Versuchsbedingungen, bei weitem nicht ausreicht, um den Leitungsstrom zu kompensieren. Aber selbst wenn man mit Ebert und Kurz annehmen wollte, daß in der Natur die durch die Bodenatmung emporgeförderten positiven Ladungen erheblich größer sind, bleibt doch der Simpsonsche Einwand zu Recht bestehen: die Bodenatmung ist ja nur auf dem Festland und auch da nur auf humus- und vegetationsbedeckten, trockenen Bodenflächen wirksam, während der normale Leitungsstrom überall, auch auf den Ozeanen ständig positive Ladungen zur Erde schafft. Weitere gewichtige Einwände, die sich auf die Verteilung der Raumladungen durch vertikale Luftströmungen und horizontale Strömungen auch über das Meer beziehen, sind von W. F. G. Swann, R. Seeliger und E. Schweidler erhoben worden. Es hat sich schließlich gezeigt, daß die Ebertsche „Bodenatmung“ quantitativ keinesfalls ausreicht, um die Entstehung und Aufrechterhaltung des Erdfeldes zu erklären<sup>1)</sup>.

Nichtsdestoweniger sind die Beobachtungen der Ionisation in den bodennahen Schichten für luftelektrische Forschung von dauerndem Wert. Nach den erwähnten Registrierungen von Ebert und Kurz haben noch A. Gockel<sup>2)</sup> und J. Olujič<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> E. Schweidler, Ann. d. Phys. **63**, 726, 1920.

<sup>2)</sup> A. Gockel, Neue Denkschr. Schweizer Naturf. Ges. **53**, 1. Abh. 1917.

<sup>3)</sup> J. Olujič, Diss. Freiburg (Schweiz) 1918 (gedruckt bei Aug. Priess, Leipzig), 51 S.

mittels einer vom ersteren angegebenen und den natürlichen Verhältnissen besser entsprechenden vereinfachten Versuchsanordnung längere Beobachtungen in Freiburg (Schweiz) durchgeführt. Über frisch umgegrabenen Ackerboden ist die Ionisation etwa doppelt so groß wie auf Rasen, noch kleiner ist sie auf hartem Molassefelsen, ganz unbedeutend auf sehr wasserhaltigem Boden. Auch in Freiburg überwiegen die austretenden positiven Ionenmengen im Mittel die negativen. Auf durchnäßigtem Boden, wo die Bodenatmung praktisch ausgeschaltet ist, wurden gleichviel positive und negative Ionen festgestellt.

#### IV. Die ionenvernichtenden Vorgänge.

Unter diesen im weiteren Sinne des Wortes aufzufassenden Vorgängen haben wir in § 3 bereits zwei Gruppen unterschieden. 1. Ionenentführung a) durch Diffusion und Adsorption und b) durch vorhandene elektrische Felder (Elektrische Konvektion), sowie 2. die eigentliche Ionenvernichtung, und zwar a) durch Wiedervereinigung mit den Ionen des entgegengesetzten Vorzeichens und b) durch Anlagerung an größere ungeladene Teilchen („Unbeweglichwerden“). Wir wollen uns nun zu einer Besprechung aller dieser Vorgänge wenden, insoweit dies zum Verständnis des Elektrizitätshaushaltes unserer Atmosphäre notwendig ist.

##### § 25. Die Adsorption und die Diffusion der Ionen.

Die Diffusion der Ionen kann natürlich nur an Orten eine Rolle spielen, an denen die Ionendichte nicht konstant ist, d. h. dort, wo ein Gefälle der Ionenkonzentration besteht. In der Atmosphäre ist dies vor allem die Grenzschicht zwischen der stark ionisierten Bodenluft und der relativ schwach ionisierten Freiluft. Aber auch dort, wo die Freiluft an feste oder flüssige Grenzflächen stößt (Wasseroberflächen, Gesteins-, Vegetationsoberfläche und dergleichen) wirkt die Diffusion indirekt zusammen mit der Ionenadsorption als ionenentfernender Vorgang: letztere veranlaßt ein stetiges Abwandern von Ionen beider Vorzeichen aus den der Begrenzungsfläche unmittelbar benachbarten Gaschichten gegen die feste oder flüssige Begrenzung hin, wo die Ionen dann ihre Ladung abgeben. Es ist dies als einfache elektro-

statische Anziehung aufzufassen. H. Ebert<sup>1)</sup> berechnete diese Kräfte und kommt zu dem Resultat, daß ein Ion, das von der Wand 1 mm absteht, zwei Stunden brauchen würde, um an die Wand zu gelangen, wogegen ein in 0,001 mm von der Wand befindliches Ion schon in  $10^{-5}$  sec zur Wand käme. Der Adsorptionseffekt ist also praktisch nur in der an eine feste oder flüssige Oberfläche unmittelbar angrenzenden Gasschicht von 0,01 mm Dicke wirksam. Diese Schicht ist also stets fast frei von Ionen, und dorthin werden dann eben wegen des starken Gefälles der Ionendichte aus dem Innern des Gases her durch Diffusion ständig Ionen herauswandern. Wenn der Ionisator plötzlich aufhören würde zu wirken, so würde also auch, wenn keine gewöhnliche Wiedervereinigung bestehen würde, das Gas allmählich seine Ionen verlieren.

E. Riecke<sup>2)</sup> hat eine Theorie der Ionenadsorption an der Erdoberfläche aufgestellt: die Zahl der pro Quadratcentimeter und Sekunde an der Erdoberfläche durch Adsorption verschwindenden Ionen wird proportional der Ionendichte, ihrer mittleren molekularen Geschwindigkeit (im gaskinetischen Sinne) und einem Koeffizienten (Adsorptionskoeffizienten), der von der Beschaffenheit der betreffenden Ionen bzw. ihrer Ladung abhängt. Das negative Ion diffundiert nämlich schneller als das positive Ion. Dies macht sich auch beim Strömen von stark ionisierter Bodenluft durch die kapillaren Poren des Erdbodens bemerkbar (vgl. Ebert, l. c.).

Schließlich ist auch die Anlagerung von Ionen an flüssige oder feste Teilchen in der Atmosphäre (welchen Vorgang wir eingangs dieses Kapitels als „Unbeweglichwerden“ bezeichnet haben) als Adsorptionsvorgang im weiteren Sinne des Wortes aufzufassen.

Dies und die Adsorption der Ionen in den Erdkapillaren ist für den Elektrizitätshaushalt der Atmosphäre von größter Bedeutung. Letzteres besonderes deswegen, da hierdurch schließlich Überschüsse von positiver Raumladung in die freie Atmosphäre gelangen (vgl. § 24 „Bodenatmung“).

---

<sup>1)</sup> Jahrb. f. Rad. und Elektr. **3**, 61, 1906.

<sup>2)</sup> Göttinger Nachr. 1903, S. 83; Ann. d. Phys. **12**, 80, 1903.

### § 26. Die Ionenvernichtung durch Wiedervereinigung.

Wie schon in § 3 bemerkt, ist die Wiedervereinigung (Rekombination, Molisierung) weitaus der wichtigste aller ionenvernichtenden Vorgänge. Wir wollen zunächst, von dem vereinfachten Fall, daß nur kleine Ionen im Gase existieren, ausgehend, die Methoden zur Bestimmung des Wiedervereinigungskoeffizienten  $\alpha$ , soweit sie für atmosphärisch-elektrische Zwecke in Betracht kommen, besprechen und dann an die Verallgemeinerung schreiten, die den wirklichen Verhältnissen in der Atmosphäre gerecht werden (Berücksichtigung der Wiedervereinigung zwischen kleinen und großen Ionen, und der Adsorption von Ionen an Staubkernen und dergleichen).

Voraussetzung zur Anwendbarkeit der einfachen Beziehung (vgl. § 3)

$$dn/dt = q - \alpha \cdot n^2$$

ist die, daß die Versuchsbedingungen stets so gewählt werden, daß Diffusion und Adsorption vernachlässigt werden können. Eine künstliche Ionisierungsquelle (radioaktives Präparat, Röntgenröhre) wird so aufgestellt, daß die von ihr erzeugte Ionisation sehr viel größer ist, als die natürliche Ionisation der Luft: so daß letztere dann vernachlässigt werden darf. Bei den direkten Methoden zur Bestimmung von  $\alpha$  ist das Wesentliche die Messung der Abnahme oder Zunahme der Ionenzahl ( $n$ ) mit der Zeit nach der Abschaltung oder Einschaltung der Ionisierungsquelle. Das Gas ist also nur der Einwirkung des Ionisators und der Rekombination unterworfen, und erst am Schlusse der gemessenen Zeiten wird durch Anlegung eines starken elektrischen Feldes die Gesamtmenge der noch anwesenden Ionen fast momentan an die Elektrode gebracht.

Andere Methoden sind die indirekten, bei denen außer der Rekombination gleichzeitig auch ein durch das Gas fließender Strom die Abnahme der Ionendichte bewirkt. Kennt man die Ionenbeweglichkeit, so läßt sich dann aus der Abhängigkeit des Stromes von der Feldstärke der Wiedervereinigungskoeffizient  $\alpha$  ermitteln <sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Vgl. z. B. Thomson, *Conduction of Electricity through Gases* (Cambridge 1906); ferner die Referate von Harms, *Jahrb. f. Rad. und Elektr.* **3**, 321, 1900, und R. Seeliger, *Die Ionisation der Gase in L. Graetz Handb. d. Elektr. und d. Magn.* **3**, 372 ff., 1923.

Für Bestimmungen des  $\alpha$  in Freiluft hat sich besonders die von A. Schuster<sup>1)</sup> zuerst angewendete Rutherfordsche Strömungsmethode bewährt: ein mit einem Elektrometer verbundener Zylinderkondensator (ähnlich wie beim Ebertschen oder Gerdienschen Aspirationsapparat) wird mit einem Vorsteckrohr versehen, in welchem an einer bestimmten Stelle (in der Entfernung  $L$  Zentimeter vom Meßkondensator) die Luft durch ein  $\alpha$ -strahlendes Präparat ionisiert wird. Je nach der gewählten Entfernung  $L$  ändert sich die Zeit, welche die mit dem angesaugten Luftstrom wandernden Ionen zur Wiedervereinigung zur Verfügung haben, bevor sie im Felde des Meßkondensators (wo Sättigungsstrom herrscht) abgefangen werden. Da es ja prinzipiell ganz gleich ist, ob die Ionisierungsquelle zu einer bestimmten Zeit abgeschaltet wird, oder ob die erzeugten Ionen durch einen Luftstrom von ihrem Entstehungsort weggeführt werden, so entspricht dies dem Spezialfall  $t = 0, q = 0$ . Die Ionenzahl pro Kubikzentimeter, die an der Entstehungsstelle den Wert  $n_0$  habe, wird also im Meßkondensator um so größer ausfallen, je weniger sich die Ionenwolke von ihrer Entstehungsstelle entfernt hat. Sei  $t$  die Zeit, die der Luftstrom zum Zurücklegen der Strecke zwischen Ionisierungsstelle und Meßkondensator braucht, so folgt die in letzterem beobachtete Ionenzahl  $n$  durch Integration der Gleichung  $dn/dt = \alpha \cdot n^2$  zu

$$n = \frac{n_0}{1 + \alpha n_0 \cdot t}.$$

Aus dieser Gleichung läßt sich bereits  $\alpha$  berechnen. Da man aber  $n_0$ , die Ionenzahl an der Stelle, wo das Präparat sich befindet, gewöhnlich nicht kennt, verfährt man so, daß man nun das radioaktive Präparat in eine andere Entfernung  $L'$  vom Meßkondensator bringt (etwa mit Hilfe eines zweiten Vorsteckrohres von anderer Länge) und neuerlich die Ionenzahl im Meßkondensator bestimmt ( $n'$ ), die nun z. B. kleiner ausfällt, wenn  $L' > L$ . Aus den zwei Gleichungen

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} + \alpha \frac{L}{G}, \quad \frac{1}{n'} = \frac{1}{n_0} + \alpha \frac{L'}{G}$$

läßt sich dann unschwer das unbekannte  $n_0$  eliminieren. Die Quotienten  $L/G$  und  $L'/G$  (wobei  $G$  die Geschwindigkeit des

<sup>1)</sup> Manchester Soc. Mem. 48, Heft 12, 1904.

Luftstromes im Rohr bedeutet) entsprechen den Zeiten, die die Ionenwolke im ersten und zweiten Experiment braucht, um von der Entstehungsstelle bis zur Meßstelle zu gelangen. So folgt

$$\frac{\alpha}{G} \cdot (L - L') = \frac{1}{n} - \frac{1}{n'}$$

Da nun nicht  $n$  und  $n'$  direkt, sondern die an ihnen haftenden Ladungen  $Q = \varepsilon \cdot n$  bzw.  $Q' = \varepsilon \cdot n'$  gemessen werden, so geht aus den Messungen nicht eigentlich  $\alpha$ , sondern  $\alpha/\varepsilon$  hervor, wie es der folgenden Gleichung entspricht:

$$\frac{\alpha}{\varepsilon} \cdot \frac{L - L'}{G} = \frac{1}{Q} - \frac{1}{Q'}$$

d. h. der numerische Wert von  $\alpha$  hängt von der Größe der Elementarladung ab. Die im folgenden angegebenen Zahlenwerte sind auf Millikans Wert  $\varepsilon = 4,77 \cdot 10^{-10}$  (ESE.) umgerechnet.

A. Schuster (l. c.) enthielt nach der eben beschriebenen Methode in Freiluft in und bei Manchester für  $\alpha$ -Werte von 3,0 bis  $4,6 \cdot 10^{-6}$  cm<sup>3</sup>/sec, in sorgfältig getrockneter, staubfreier Luft dagegen  $1,55 \cdot 10^{-6}$ . H. Mache und T. Rimmer<sup>1)</sup> erhielten nach derselben Methode in Wien für Freiluft  $2,95 \cdot 10^{-6}$ , für Kellerluft  $6,45 \cdot 10^{-6}$ . Für Landstationen im Alpenvorland und an verschiedenen schweizerischen Stationen liegen zahlreiche Messungen von K. W. F. Kohlrausch<sup>2)</sup> und von A. Gockel<sup>3)</sup> vor. Ihr Ergebnis läßt sich dahin zusammenfassen, daß die Schustersche Methode in trockener und staubfreier Luft den Wert  $1,6 \cdot 10^{-6}$  liefert, während in Freiluft wegen der hinzukommenden Wiedervereinigung zwischen kleinen und großen Ionen die Werte meist etwa zwischen 2 und  $3 \cdot 10^{-6}$  liegen.

Es scheint, daß die Schustersche Methode überall dort, wo neben den kleinen auch große Ionen wesentlich in Betracht kommen, z. B. in Freiluft, viel zu kleine Zahlenwerte des Wiedervereinigungskoeffizienten ergibt. Kohlrausch (l. c.) untersuchte die Fehlerquellen der Schusterschen Methode eingehend und gab eine verbesserte Formel, welche berücksichtigt, daß die Luftgeschwindigkeit im Rohre entsprechend der Poiseuilleschen Verteilung bei der laminaren (d. h. nicht turbulenten) Strömung

<sup>1)</sup> Phys. ZS. 7, 617, 1906.

<sup>2)</sup> Wiener Ber. 123, 1929 und S. 2321, 1914.

<sup>3)</sup> Neue Denkschr. Schweizer Naturf. Ges. 54, Nr. 1, 1917.

von der Rohrwand bis zur Mitte des Rohres zunimmt. Auch der Einfluß der Ionenadsorption an den Rohrwänden ist nicht zu vernachlässigen. Doch ist es bisher nicht gelungen, eine strenge Theorie der Schusterschen Strömungsmethode unter Berücksichtigung des Diffusionsgliedes zu entwickeln.

P. Langevin<sup>1)</sup> hat theoretisch gezeigt, daß zwischen Wiedervereinigungskoeffizient  $\alpha$  und der Summe der beiden Ionenbeweglichkeiten ( $k_+ + k_-$ ) Proportionalität besteht:

$$\alpha = 4 \pi \varepsilon \cdot \eta \cdot 300 (k_+ + k_-).$$

Der Zahlenfaktor 300 tritt dann ein, wenn, wie meist üblich, die Beweglichkeiten in cm/sec: Volt/cm ausgedrückt sind. Der Faktor  $\eta$  bedeutet den Bruchteil der Zusammenstöße zwischen positiven und negativen Ionen, der eine Rekombination, also eine Neutralisation der Ladungen zur Folge hat („Prozentsatz der erfolgreichen oder wirksamen Zusammenstöße“). In Freiluft ist nach Kohlrausch dieser Faktor etwa 0,45, während in sorgfältig gereinigter, trockener Luft nach Langevin  $\eta$  sich zu 0,27 ergibt.

E. v. Schweidler<sup>2)</sup> führt Gründe an, welche es erklärlich machen, daß die Schustersche Methode in Freiluft unrichtige, d. h. stets zu kleine Werte des Wiedervereinigungskoeffizienten ergibt. Indirekt spricht hierfür vor allem die folgende Diskrepanz, die sich bei der Berechnung der Ionisierungsstärke bei Zugrundelegung der einfachen Beziehung

$$q = \alpha \cdot n^2$$

ergibt. Setzt man nämlich hierin  $n_+ = n_- = 700$ ,  $\alpha = 3 \cdot 10^{-6}$ , was den mittleren Verhältnissen in Freiluft gut entspricht, so ergibt sich die Ionisierungsstärke  $q = 1,5 J$ . Diese Ionisierungsstärke wird, wie schon erwähnt, allein schon von der  $\alpha$ -Strahlung der Radiumemanation in der Atmosphäre ( $10^{-16}$  curie/ccm) geliefert. Die übrigen noch vorhandenen Ionisatoren liefern über Festland mindestens den fünffachen Betrag der genannten Ionisierungsstärke. Es ist daher von vornherein sehr wahrscheinlich, daß der wahre Wert des Wiedervereinigungskoeffizienten erheblich größer ist, als man nach den Messungen mittels der Schusterschen Methode annahm.

<sup>1)</sup> Compt. rend. **137**, 177, 1903.

<sup>2)</sup> Wiener Ber. **127**, 953, 1918.

Diese Methode liefert also im wesentlichen nur einen Wert, der der Wiedervereinigung zwischen den kleinen Ionen entspricht. In Wirklichkeit muß aber auch die Wiedervereinigung zwischen kleinen und großen Ionen und auch die Anlagerung von kleinen Ionen an Adsorptionskerne berücksichtigt werden, wenn man eine klare Darstellung der Verhältnisse in der freien Atmosphäre anstrebt. Dieser Weg ist zuerst von Schweidler beschritten worden, der die Theorie und die Methoden zur Bestimmung des Einflusses der Wiedervereinigung mit schweren Ionen und der Anlagerung an ungeladene Kerne ausgearbeitet hat<sup>1)</sup>. Später wurden dann unabhängig von J. J. Nolan<sup>2)</sup> im Vereine mit J. Enright und mit Boylan und de Sachy<sup>3)</sup>, sowie von A. D. Power<sup>4)</sup> ähnliche Ansätze verwendet.

Schweidler zeigt, von dem allgemeinsten Ansatz ausgehend, daß man trotz der Komplikation, die die mit verschiedener Geschwindigkeit verlaufenden Vorgänge der Anlagerung kleiner Ionen an ungeladene Kerne und der Wiedervereinigung zwischen kleinen und großen Ionen mit sich bringen, formal beide Prozesse durch einen Ansatz der folgenden Form — für den Fall des stationären Zustandes — als Zusatzglied berücksichtigen kann:

$$q - \alpha \cdot n^2 - \gamma \cdot n \cdot N = 0,$$

wobei  $N$  die Summe der Zahl der positiv und der negativ geladenen großen Ionen bedeutet. Führt man die Bezeichnung ein  $\gamma \cdot N = \beta$ , so kann man die obige Beziehung auch in der Form schreiben:

$$q = \left( \alpha + \frac{\beta}{n} \right) \cdot n^2 = \alpha' \cdot n^2,$$

d. h. es tritt jetzt an Stelle von  $\alpha$  ein größerer Wiedervereinigungskoeffizient  $\alpha'$ , welcher selbst von  $n$ ,  $N$  und dem Wiedervereinigungskoeffizienten  $\gamma$  zwischen großen und kleinen Ionen abhängt.

Zur experimentellen Bestimmung von  $\alpha'$  verwendete Schweidler eine Methode, welche im Prinzip bereits von Rutherford<sup>5)</sup>

<sup>1)</sup> Wiener Ber. **127**, 953, 1918; **128**, 947, 1919; **133**, 23, 1924.

<sup>2)</sup> Proc. Roy. Irish Acad. (A) **36**, 93, 1923.

<sup>3)</sup> Ebenda (A) **37**, Nr. 1, S. 1, 1925.

<sup>4)</sup> Journ. Franklin Inst. **96**, 327, 1923.

<sup>5)</sup> Phil. Mag. (5) **44**, 422, 1897.

und von Mc Clung<sup>1)</sup> zur Messung der gewöhnlichen Wiedervereinigung bei künstlicher Ionisation angewendet worden ist. Ein von radioaktiven Verunreinigungen freies Ionisationsgefäß wird mit Freiluft frisch gefüllt; sodann wird abgewartet, bis sich der Gleichgewichtszustand zwischen kleinen und großen Ionen hergestellt hat. Hierzu genügen, wie eine Rechnung zeigt, etwa fünf Minuten. Unmittelbar nachher wird durch eine kurze Zeit eine hohe Spannung an das Gefäß angelegt, so daß aus dem gesamten Volumen desselben ( $V$ ) momentan alle Ionen entfernt werden. Die so an die Elektrode kommende Elektrizitätsmenge  $Q$  wird elektrometrisch gemessen:

$$Q = n \cdot \varepsilon \cdot V,$$

woraus sich dann die maximal ohne Feld vorhandene Ionenzahl  $n$  ergibt. Eine zweite Messung ist die Bestimmung des Sättigungsstromes im Gefäß, welche direkt  $q$  liefert.  $\alpha'$  folgt dann aus der schon erwähnten Beziehung  $q = \alpha' \cdot n^2$ . Die Versuche Schweidlers in Innsbruck ergaben für  $\alpha'$  einen Mittelwert von  $29 \cdot 10^{-6}$ , also eine Zahl, die um eine volle Zehnerpotenz höher ist als die nach der Schusterschen Methode in Freiluft erhaltenen Werte. Damit hat auch die auf S. 137 erwähnte Unstimmigkeit bei der Berechnung der Ionisierungsstärke aus Ionenzahl und Wiedervereinigungskoeffizient ihre Aufklärung gefunden. Die hohen Werte von  $\alpha'$  machen es verständlich, warum in kernreicher Luft bei einer Ionisierungsstärke von 10 bis 15  $J$  Ionenzahlen von weniger als 1000 pro Kubikzentimeter sich ergeben. Über dem Meere, wo die Ionisierungsstärke auf  $\frac{1}{5}$ , ja  $\frac{1}{10}$  des Wertes über Festland sinkt und trotzdem die Ionenzahl nicht geringer ist als über Land, muß man wohl erwarten, daß die Wiedervereinigung wegen des geringen Gehaltes der Luft an Kernen erheblich kleiner ist. Diesbezügliche Versuche nach der Schweidlerschen Methode sind leider noch ausstehend.

Es darf natürlich nicht vergessen werden, daß  $\alpha'$  selbst von der jeweiligen Ionenzahl abhängt. Schweidler hat es für zweckmäßig gefunden, statt dessen eine Größe  $\beta'$  durch die folgende Umformung und Definition einzuführen (vgl. S. 138):

$$q = \alpha \cdot n^2 + \beta \cdot n = (\alpha \cdot n + \beta) \cdot n = \beta' \cdot n.$$

<sup>1)</sup> Phil. Mag. (6) 3, 283, 1902.

Die so eingeführte Größe  $\beta' = \alpha \cdot n + \beta$  nennt er Verschwindungskonstante, in Analogie zur Zerfallskonstante bei radioaktiven Umwandlungen. Es bedeutet ja tatsächlich  $\beta'$  den pro Zeiteinheit durch Wiedervereinigung aller Arten von Ionen und Absorption von Ionen an Aitkensche Kerne verschwindenden Bruchteil der vorhandenen leichten Ionen ( $n$ ).

Man kann also in kernhaltiger Luft von einem linearen Wiedervereinigungsgesetz (im Gegensatz zum gewöhnlichen quadratischen Gesetz) sprechen, da die Zahl der pro Sekunde verschwindenden Ionen der vorhandenen Ionenzahl mit genügender Annäherung proportional gesetzt werden kann.

Analog kann man den Reziprokwert  $1/\beta' = \vartheta$  als „mittlere Lebensdauer der kleinen Ionen“ bezeichnen. Die Zahlenwerte von  $\beta'$  sind natürlich um etwa drei Zehnerpotenzen größer als die von  $\alpha'$ . So fand Schweidler folgende Werte der Verschwindungskonstante: in Seeham (Salzburg) am Lande 16 bis  $19 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ , in Innsbruck  $22 \cdot 10^{-3}$ . Die mittlere Lebensdauer der kleinen Ionen ergibt sich entsprechend zu 60 bis 46 sec.

A. D. Power (l. c.) hat allgemein auf experimenteller Grundlage untersucht, welche Funktion der Ionenzahl  $f(n)$  am besten der Gleichung

$$dn/dt = q - f(n)$$

für den Fall der natürlichen Ionisation der Luft entspricht. Er kommt wie Schweidler zu dem Ergebnis, daß eine lineare Funktion  $f(n) = \beta' \cdot n$  sich den Beobachtungen anpaßt, daß also das gewöhnliche, quadratische Glied  $\alpha n^2$  bei  $\beta' n$  praktisch vernachlässigt werden kann. Zur Bestimmung der Verschwindungskonstante  $\beta'$  verwendet Power Beobachtungen des Ionengehaltes eines geschlossenen Raumes zu verschiedenen Zeiten nach der vollständigen Entionisierung desselben durch ein starkes Feld. Der so erhaltene Mittelwert von  $\beta'$  ist  $6,1 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ , ist also etwas niedriger als die Schweidlerschen Werte. Power fand, daß Entfernung von Feuchtigkeit und Staub aus dem Ionisationsgefäß keine merkliche Änderung der Verschwindungskonstante bewirkt. Dies steht im Gegensatz zu späteren Resultaten von Schlenck (siehe unten).

Später hat Schweidler<sup>1)</sup> noch die theoretischen Grundlagen zu einer weiteren Methode zur Bestimmung der Verschwindungs-

<sup>1)</sup> Wiener Ber. 133, 23, 1924.

konstante angegeben, deren experimentelle Erprobung durch W. Schlenck<sup>1)</sup> erfolgt ist. Es wird z. B. in einem zylindrischen Ionisationsgefäß das Ansteigen der Stromstärke bei Steigerung der angelegten Spannung verfolgt und graphisch die sogenannte Halbierungsspannung, d. h. die Spannung, bei der die Stromstärke die Hälfte des Sättigungsstromes beträgt, bestimmt. Aus diesem Werte und dem der mittleren Ionenbeweglichkeit läßt sich dann direkt  $\beta'$  berechnen. In Innsbruck erhielt Schlenck nach dieser Methode Werte zwischen 28 und  $83 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ . Der niedrigste Wert entspricht einem Gehalt der Luft an Aitkenschen Kernen von weniger als 10000 pro Kubikzentimeter (Föhnwetter), der höchste einer Kernzahl von 20000 bis 30000 (bei Nebel). Dies steht scheinbar im Gegensatz zu den Ergebnissen von Power, doch ist zu bedenken, daß gewöhnlicher Staubgehalt der Luft und Kernzahl durchaus nicht parallel gehen. Der Mittelwert der Verschwindungskonstante in Innsbruck (Freiluft) nach Schlenck ist  $70 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$  bei einer Ionenzahl von 660 und einer Ionisierungsstärke von 47  $J$ .

Nennt man  $n$  die Zahl der kleinen Ionen,  $N$  die der großen Ionen,  $N_0$  die der ungeladenen Aitkenschen Kerne und  $\eta_1$  bzw.  $\eta_2$  die Koeffizienten der Wiedervereinigung zwischen kleinen Ionen und Kernen bzw. zwischen kleinen Ionen und großen Ionen entgegengesetzter Ladung, so wird der Fall des stationären Zustandes für die kleinen Ionen durch die folgende Gleichung charakterisiert:

$$dn/dt = q - \alpha \cdot n^2 - \eta_1 \cdot N_0 \cdot n - \eta_2 \cdot N \cdot n.$$

Nolan und seine Mitarbeiter (l. c. S. 138) konnten nun sowohl  $\eta_1$  als  $\eta_2$  getrennt bestimmen. Für letzteren Koeffizienten erhalten sie den Wert  $9,1 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sec}$ , und für ersteren eine etwas kleinere Zahl ( $7,6 \cdot 10^{-6}$ ). Beide Koeffizienten sind also fast zehnmal größer, als der gewöhnliche Wiedervereinigungskoeffizient zwischen den kleinen Ionen. Ganz zu vernachlässigen ist dagegen die Wiedervereinigung zwischen den großen Ionen entgegengesetzten Vorzeichens (der Koeffizient, der diesen Vorgang charakterisiert, ergibt sich von der Größenordnung  $10^{-9} \text{ cm}^3/\text{sec}$ ). Die oben erwähnten Verschiedenheiten im Zahlenwert der „Verschwindungskonstante“ erklären sich ungezwungen aus den vorkommenden lokalen Schwankungen der Kernzahl  $N_0$  und der

<sup>1)</sup> Wiener Ber. 133, 29, 1924.

Zahl der großen Ionen  $N$ . In Dublin fanden Nolan, Boylan und de Sachy als Mittelwert einer neun monatlichen Versuchsreihe  $N = 10000$ ,  $n = .116$ , woraus sich die Ionisierungsstärke  $q = 22,5$  ergibt. An der Seeküste Irlands dagegen sinkt die Zahl der großen Ionen pro Kubikzentimeter auf 1000, die der kleinen dagegen steigt auf 700 bei einer Ionisierungsstärke von  $q = 14,5 J$ . Es entspricht dies auch den Verhältnissen auf den meisten Landstationen, wo die Verschwindungskonstante auf etwa  $20 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$  sinkt.

Zusammenfassend können wir somit sagen, daß wegen der Anwesenheit der großen Ionen und der Aitkenschen Kerne in Freiluft die Ionenvernichtung viel rascher erfolgt, als dies sonst bei der Anwesenheit der kleinen Ionen allein der Fall wäre. In der oben angeführten Gleichung, die das stationäre Gleichgewicht beschreibt, überwiegen das dritte und das vierte Glied, die dem Verschwinden von kleinen Ionen durch Anlagerung an ungeladene Kerne und durch Vereinigung mit großen Ionen des entgegengesetzten Vorzeichens entsprechen, weitaus gegenüber dem zweiten Gliede  $\alpha n^2$ . So erklärt es sich, daß die Zusammenfassung aller negativen Glieder unter Heraushebung von  $n$

$$dn/dt = q - \beta' \cdot n = 0,$$

d. h. das lineare Wiedervereinigungsgesetz Schweidlers mit der Erfahrung im Einklang steht.

## V. Die Ionisierungsbilanz der Atmosphäre.

### § 27. Quantitative Betrachtungen über das Zusammenwirken der ionenerzeugenden und der ionenvernichtenden Prozesse.

Nachdem in den vorstehenden Kapiteln alle in Betracht kommenden ionenerzeugenden und ionenvernichtenden Prozesse eingehend erörtert worden sind, wollen wir uns nun die Frage vorlegen: Sind die uns bekannten Ionisatoren quantitativ ausreichend, um den beobachteten Ionisationszustand unserer Atmosphäre hervorzubringen? Wir wollen diese Ionisierungsbilanz für drei Fälle durchführen, 1. für die bodennahen Luftschichten über Festland, 2. über dem Meere und 3. für die freie Atmosphäre bis nahe zur oberen Grenze der Troposphäre (9 km).

1. **Ionisierungsbilanz über Festland.** Nachdem wir bereits wissen, daß die Ionisatoren nicht radioaktiven Ursprungs (lichtelektrischer Effekt, Lenard-Effekt usw.) nur ausnahmsweise in Betracht kommen, können wir uns auf die radioaktiven Ionisatoren im Erdboden und in der Luft, sowie auf die Höhenstrahlung beschränken. Wir wollen die Ionisation in etwa 1 m Höhe über dem Erdboden, also in der Höhe, in der die meisten luftelektrischen Apparate aufgestellt werden, berechnen.

Berechnungen dieser Art sind von K. Kurz<sup>1)</sup>, A. S. Eve<sup>2)</sup>, J. Satterly<sup>3)</sup>, V. F. Hess<sup>4)</sup>, K. W. F. Kohlrausch<sup>5)</sup>, E. Schweidler und Kohlrausch<sup>6)</sup> sowie G. C. Simpson<sup>7)</sup> angestellt worden; die vorliegenden neueren Beobachtungen machen es nötig, diese Überlegungen einer teilweisen Revision zu unterziehen.

Betrachten wir zuerst die Ionisationswirkung der radioaktiven Substanzen, die in der Luft selbst enthalten sind: ihre gesamte Ionisierungsstärke  $q_1$  setzt sich aus der Wirkung der  $\alpha$ -Strahlung, der  $\beta$ - und der  $\gamma$ -Strahlung zusammen:

$$q_1 = q_1^{(\alpha)} + q_1^{(\beta)} + q_1^{(\gamma)}.$$

Da 1 g Radium pro Sekunde  $3,72 \cdot 10^{10}$   $\alpha$ -Teilchen aussendet<sup>8)</sup> und jedes  $\alpha$ -Teilchen von Radiumemanation, Radium A und Radium C  $1,69 \cdot 10^5$ ,  $1,84 \cdot 10^5$  bzw.  $2,37 \cdot 10^5$  Ionenpaare erzeugt<sup>9)</sup>, so ist die Ionisierungsstärke, welche die in 1 ccm Luft enthaltene Radiumemanation (im Mittel  $130 \cdot 10^{-18}$  curie) samt Zerfallsprodukten erzeugt,

$$130 \cdot 10^{-18} \cdot 3,72 \cdot 10^{10} (1,69 + 1,84 + 2,37) \cdot 10^5 = 2,85 J.$$

Schätzt man nach Eve den Anteil der Thoriumprodukte zu etwa 60 Proz. der Ionisation der Radiumprodukte, d. h. zu  $1,7 J$ , und vernachlässigt die geringfügige Wirkung der Actiniumzerfallsprodukte, so erhält man

$$q_1^{(\alpha)} = 4,6 J.$$

1) Habilit.-Schr. Techn. Hochsch. München 1909; Phys. ZS. **10**, 834, 1909.

2) Phil. Mag. (6) **21**, 26, 1911.

3) Ebenda (6) **20**, 23, 1910.

4) Wien. Ber. **119**, 145, 1910.

5) Phys. ZS. **13**, 1193, 1912.

6) Artikel „Atmosph. Elektrizität“ in L. Graetz' Handb. d. El. u. d. Magn. III, S. 232 u. 270, 1915.

7) Monthly Weather Rev. **44**, 115, 1916.

8) V. F. Hess und R. W. Lawson, Wiener Ber. **127**, 405, 1918.

9) St. Meyer und E. v. Schweidler, Radioaktivität, S. 490. Leipzig 1916.

Die Berechnung der Ionisation von seiten der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung der in der Luft enthaltenen radioaktiven Substanzen nach A. S. Eve ergibt unter Einsetzung der neuesten Daten

$$q_1^{(\beta)} = 0,2 J, \quad q_1^{(\gamma)} = 0,15 J,$$

so daß die Gesamtstrahlung der in der Luft enthaltenen radioaktiven Substanzen in Erdnähe die Ionisierungsstärke

$$q_1 = 4,6 + 0,2 + 0,15 = \text{rund } 4,9 J$$

liefert.

Betrachten wir nun die Wirkung der im Erdboden enthaltenen radioaktiven Substanzen ( $q_2$ ). Die  $\alpha$ -Strahlenwirkung braucht hier nicht in Betracht gezogen zu werden, da diese ja in 1 m Höhe über dem Boden nicht mehr direkt wirksam ist. Außerdem wird über vegetationsbedecktem Boden, also über einem großen Teile der Erdoberfläche diese Wirkung infolge Absorption verschwindend klein.

Nimmt man den mittleren Radiumgehalt des Erdbodens zu  $2 \cdot 10^{-12}$  g pro Kubikzentimeter an (vgl. § 16), so läßt sich unter Berücksichtigung der  $\beta$ -Strahlen von Uran X<sub>1</sub>, Uran X<sub>2</sub>, Radium, Radium D und Radium E, die aber sämtlich wegen ihrer geringen Durchdringungskraft nur wenig beitragen, die Gesamtionisation durch  $\beta$ -Strahlung des Erdkörpers zu

$$q_2^{(\beta)} = 0,1 J$$

einschätzen. Die  $\beta$ -Strahlung des radioaktiven Oberflächenbelags der Erde, wie er sich durch die Wirkung des Erdfeldes auf die Induktionsträger ausbildet, läßt sich, wie Schweidler gezeigt hat, ganz vernachlässigen.

Die  $\gamma$ -Strahlung der radioaktiven Substanzen im Erdboden ( $q_2^{(\gamma)}$ ) liefert, wenn man nach A. S. Eve den Anteil der  $\gamma$ -Strahlen des Uran X<sub>2</sub> und des Thorium D ebenso groß rechnet wie den der Strahlen des Radium C, insgesamt

$$q_2^{(\gamma)} = 2,0 J.$$

Die Beobachtung der Ionisation in geschlossenen Gefäßen liefert (vgl. § 23, 5) als Anteil der Erdstrahlung in Zinkgefäßen in den meisten Gegenden etwa 4 J, woraus sich unter Abrechnung der Sekundärstrahlung der Wand eine Ionisation von 3 J für die freie Atmosphäre ergeben würde. Da dieser Wert viel sicherer ist als der oben unter roher Schätzung der Uran- und Thoriumstrahlung berechnete Wert, wollen wir für unsere Bilanz

$$q_2^{(\gamma)} = 3,0 J$$

als wahrscheinlichsten Mittelwert annehmen.

Die gesamte  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung des Erdkörpers ergibt daher die Ionisierungsstärke

$$q_2 = q_2^{(\beta)} + q_2^{(\gamma)} = 3,1 J.$$

Endlich müssen wir noch die Ionisationswirkung der Höhenstrahlung ( $q_3$ ) in der Nähe des Erdbodens berücksichtigen. Die Einschätzung dieses Faktors ist nicht leicht, da man nur seine Wirkung in Metallgefäßen kennt und nicht genau weiß, welcher Bruchteil des Effekts auf Sekundärstrahlung der Metallwände zurückzuführen ist. Wenn man annimmt, daß, wie bei den  $\gamma$ -Strahlen der radioaktiven Substanzen,  $\frac{3}{4}$  des Effektes in geschlossenen Gefäßen reine Volumenionisation ist, so wäre der aus Messungen in Metallgefäßen ermittelte Betrag der Höhenstrahlung (1 bis 2  $J$ ) um 25 Proz. zu vermindern, wenn man die Wirkung in der freien Luft erhalten will. Indes darf man nicht vergessen, daß jede von oben kommende Strahlung an der Erdoberfläche selbst (auch an Wasserflächen) eine Sekundärstrahlung erzeugen wird<sup>1)</sup>, um deren Betrag die primär durch die Höhenstrahlung in freier Luft erzeugte Ionisation zu erhöhen ist. Für die Schätzung der Größenordnung der Wirkung der Höhenstrahlung in der Nähe des Bodens wollen wir in roher Näherung annehmen, daß der genannte Sekundärstrahleneffekt des Bodens ungefähr gleich groß ist, wie der Sekundärstrahleneffekt der Wände eines Ionisationsgefäßes. Wir können daher im Mittel als Ionisation der Höhenstrahlung den Wert

$$q_3 = 1,5 J$$

annehmen.

Als Gesamtsumme der Wirkungen aller ständig wirkenden Ionisatoren über Festland ergibt sich daher im Mittel

$$q = q_1 + q_2 + q_3 = 4,9 + 3,1 + 1,5 = 9,5 J.$$

Die radioaktiven Substanzen in der Luft ( $q_1$ ) liefern also etwa die Hälfte der gesamten Ionisation.  $q_1$  kann zwischen 0 (in der Mitte der Ozeane) und 30  $J$ ,  $q_2$  (Erdstrahlung) zwischen 0 (über Wasser) und etwa 15  $J$  variieren. Der dritte Term (Höhenstrahlung) dürfte viel weniger variabel sein.

Vergleichen wir nun diese Zahlen mit den wirklich beobachteten Ionisierungsstärken. Als Mittelwert des Gehaltes der

<sup>1)</sup> V. F. Hess, Wiener Ber. 121, 2031, 1912.

Luft an kleinen Ionen wollen wir  $n = 700$  pro Kubikzentimeter ansetzen. Da über Land stets eine, oft vielfach höhere Zahl von großen Ionen und Staubkernen anwesend ist, muß man das lineare Wiedervereinigungsgesetz Schweidlers:

$$q = \beta' \cdot n,$$

an Stelle des gewöhnlichen quadratischen Gesetzes annehmen.

Die der obigen Ionenzahl entsprechenden, von Schweidler, Power und anderen ermittelten Werte der Verschwindungskonstante  $\beta'$  variieren zwischen 6 und  $20 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ . Einsetzung dieser Zahlenwerte liefert als Gesamtionisation etwa

$$q = 10 \text{ bis } 15 J.$$

Die von uns berechnete Summe der Wirkungen aller Ionisatoren ( $9,5 J$ ) stimmt also mit der aus der Ionenvernichtung berechneten Ionisierungsstärke so gut überein, als man es bei der großen Veränderlichkeit der beteiligten Faktoren und bei der Spärlichkeit mancher Beobachtungsdaten erwarten darf.

**2. Ionisierungsbilanz über dem Meere.** Es ist seit zwei Dezennien wohlbekannt, daß die Leitfähigkeit und der Gehalt der Luft an kleinen Ionen über dem Meere ebenso groß ist wie über Festland. Solange man über den Emanationsgehalt der Luft über dem Ozean nichts Sicheres wußte, nahm man an, daß durch die allgemeine Windbewegung ein beträchtlicher Teil der Emanation vom Festland über die Meere vertragen werde und dort als wichtigster Ionisator wirke. Die grundlegenden Untersuchungen der Carnegie-Institution<sup>1)</sup> unter L. A. Bauer, W. F. G. Swann, J. Mauchly haben aber gezeigt, daß der Emanationsgehalt in den landfernen Gebieten der großen Meere etwa 100mal kleiner ist als über Land (vgl. § 19, 3). Da diese Gebiete etwa die Hälfte der Erdoberfläche umfassen, so läßt es sich ermessen, daß die Erklärung der beobachteten Ionisation über den Meeren zu den wichtigsten Aufgaben der luftelektrischen Forschung gehört.

Nach dem Gesagten scheiden die in der Luft befindlichen radioaktiven Substanzen in der Ionisierungsbilanz über dem Ozean

<sup>1)</sup> Carnegie-Institute of Washington, Publication Nr. 175, Vol. III (Researches), 1918. Terr. Magn. 27, 187, 1924.

fast vollkommen aus: die Thoriumprodukte fehlen gänzlich, die Radiumprodukte dürften eine Ionisierungsstärke von etwa 0,03  $J$  liefern. Ebenso gering ist die Wirkung der im Wasser befindlichen radioaktiven Substanzen. Simpson (l. c.) schätzt die Ionisierung durch die  $\gamma$ -Strahlen der im Meere befindlichen Elemente der Radiumfamilie zu 0,01  $J$ . Demnach kann die über See beobachtete Ionisation überhaupt nicht auf die noch spurenweise in und über dem Meere vorkommenden radioaktiven Zerfallsprodukte zurückgeführt werden.

Erst die Entdeckung der Höhenstrahlung hat einen Weg zur Erklärung der Ionisation über den Meeren eröffnet. Denn diese Strahlung wirkt sowohl über Festland wie über den Ozeanen. Die von ihr erzeugte Ionisierungsstärke haben wir zu 1,5  $J$  angesetzt. Würden wir, was aber nur in vollkommen kernfreier Luft zulässig ist, die Gültigkeit des gewöhnlichen quadratischen Wiedervereinigungsgesetzes über dem Meere annehmen, so würde sich aus Ionisierungsstärke und Wiedervereinigungskoeffizient  $\alpha$  ( $1,6 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sec}^{-1}$ ) folgende Ionenzahl ergeben:

$$n = \sqrt{q/\alpha} = 970.$$

Dieser Wert ist sogar noch etwas höher als die beobachteten, die zwischen 700 und 750 pro Kubikzentimeter liegen. Wenn nun auch die Luft über dem Ozean Aitkensche Kerne enthält, so ist doch wohl sicher ihr Kerngehalt im Mittel erheblich geringer als über Festland, daher auch die Schweidlersche Verschwindungskonstante kleiner, und aus der Übereinstimmung der Größenordnung der nach dem quadratischen Gesetz berechneten und der beobachteten Ionenzahlen darf man schließen, daß die Höhenstrahlung ausreicht, um die beobachtete Ionisation zu liefern. Die zwischen den Ionenzahlen auf verschiedenen Meeren beobachteten Unterschiede lassen sich hingegen auf die Unterschiede des Emanationsgehaltes der Luft sehr wohl zurückführen (Bauer und Swann). Genauere Berechnungen lassen sich zurzeit wegen mangels direkter Bestimmung der Verschwindungskonstante über See nicht anstellen.

Wenn die Höhenstrahlung nicht entdeckt worden wäre, würde man sagen müssen, daß die beobachtete Ionisation über den Ozeanen auf das Vorhandensein eines unbekanntes Ionisators hindeutet, dessen Wirk-

samkeit über dem Festland infolge des dort stark überwiegenden Einflusses der radioaktiven Substanzen leicht übersehen werden konnte.

**3. Die Ionisation in der freien Atmosphäre bis zur Grenze der Troposphäre.** Die Beobachtungen in Luftfahrzeugen haben gezeigt, daß Leitfähigkeit und Ionenzahl mit zunehmender Er-

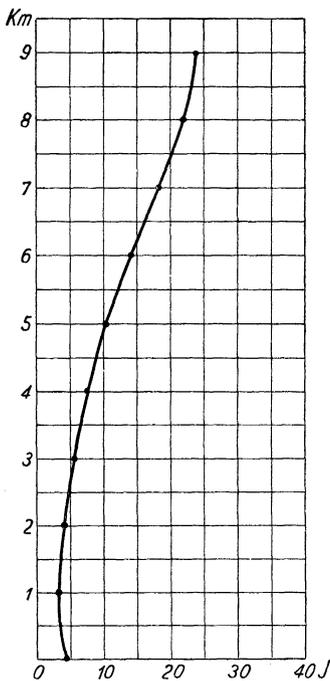


Abb. 14. Zunahme der Ionisation mit der Höhe (nach Wigand).

hebung über dem Erdboden sich zunächst wenig ändern, um dann etwa von 3 km an scharfe Zunahme zu zeigen. Eine Betrachtung der dort wirksamen Ionisatoren läßt dieses Verhalten durchaus verstehen. Zunächst, innerhalb des ersten Höhenkilometers, fällt die Strahlung der im Erdboden befindlichen radioaktiven Substanzen fort. Der Gehalt an Thoriumprodukten in der Luft nimmt rapid ab und auch der Gehalt an Radiumemanation sinkt bei Erhebung um je 1000 bis 1200 m auf die Hälfte. Dieses Wegfallen wichtiger Ionisatoren wird aber bald wettgemacht durch die Zunahme der Ionisation von seiten der Höhenstrahlung. A. Wigand<sup>1)</sup> hat mit Benutzung der Kolhörsterschen Messungen der Höhenstrahlung in Zinkgefäßen die Ionisierungsstärke berechnet, die diese Strahlung in der freien Atmosphäre hervorbringt, wobei der Betrag der Sekundärstrahlung

der Wände unter plausiblen Annahmen abgerechnet und die Abnahme der Dichte der Luft mit der Höhe berücksichtigt wird. Obenstehende Kurve gibt die Wigandschen Ergebnisse wieder. In den untersten 3 km entsprechen die Kurvenpunkte nicht der gesamten Ionisierungsstärke, sondern nur der Ionisation durch die  $\gamma$ -Strahlen und die Höhenstrahlung. Dort wäre also noch

<sup>1)</sup> Phys. ZS. 25, 445, 1924.

die Wirkung der  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung der Emanation und ihrer Zerfallsprodukte zu addieren. Da diese Substanzen oberhalb 3 km oft schon fast gänzlich fehlen (Wigand), so entspricht die Kurve von da ab sehr gut den wirklichen Verhältnissen. Ein Vergleich mit den Kolhörsterschen Kurven für die Ionisation in luftdicht geschlossenen Gefäßen zeigt, daß in der freien Atmosphäre die Ionisierungsstärke viel langsamer mit der Höhe wächst. Von 8 km an verlangsamt sich die Zunahme noch weiter und in 9 km ist die Gesamtionisation 23,4  $J$  gegen 10,1  $J$  in 5 km Höhe. Die spärlich vorliegenden Beobachtungen der Ionenzahl und der Leitfähigkeit in Luftfahrzeugen zeigen, wie Wigand hervorhebt, eine beachtenswerte Übereinstimmung mit dieser Kurve.

Wie wir gesehen haben, stimmt unsere Ionisierungsbilanz, d. h. der Vergleich der Wirkung der Ionisatoren mit der beobachteten Ionisation an der Erdoberfläche, über Festland und über den Ozeanen und auch in der freien Atmosphäre, soweit sie uns leicht zugänglich ist. Wir dürfen nicht vergessen, daß dieser Bilanz Mittelwerte zugrunde gelegt sind, die von verschiedenen Orten entnommen sind. Es wäre eine wichtige Aufgabe der zukünftigen Forschung, durch gleichzeitige Beobachtung aller luftelektrischen Elemente an einem Beobachtungsort die Grundlagen zu einer genaueren Bilanz zu liefern.

## § 28. Die elektrische Leitfähigkeit und Ionisation der oberen Schichten der Atmosphäre.

1. **Zusammensetzung und physikalische Eigenschaften der obersten Luftschichten.** Bevor wir auf die Besprechung des Ionisationszustandes der höheren Luftschichten eingehen, wollen wir vorausschicken, daß auch heute noch unsere Kenntnisse über die allgemeinen physikalischen Eigenschaften und die Zusammensetzung der Atmosphäre in der Stratosphäre<sup>1)</sup> recht spärlich sind. Direkte Messungen selbst der wichtigsten meteorologischen Elemente, wie Luftdruck und Temperatur, mittels Registrierung bei Pilotballonaufstiegen liegen nur vor für Höhen bis zu etwa 35 km.

---

<sup>1)</sup> In mittleren geographischen Breiten kann die Höhe von 11 km als die untere Grenze der Stratosphäre angenommen werden.

Alles, was für die darüber hinausgehenden Höhen der Stratosphäre gesagt wird, ist nur Ergebnis indirekter und manchmal recht unsicherer Schlußfolgerungen. In erhöhtem Maße gilt dies für die elektrischen Eigenschaften der Stratosphäre; liegt doch z. B. keine einzige direkte Messung der Leitfähigkeit, des Potentialgefälles oder sonstiger wichtiger luftelektrischer Elemente für Höhen von über 10 km vor! Soweit man aus dem Verhalten dieser Größen mit zunehmender Höhe in der Troposphäre vernünftigerweise Schlüsse für ihren Verlauf in der Stratosphäre ziehen darf, also vielleicht für Höhen bis 20 km, läßt sich erwarten, daß die elektrische Leitfähigkeit noch weiter zunimmt, während das Potentialgefälle praktisch auf Null sinkt. Für Höhen von 20 km aufwärts aber sind wir auf indirekte Schlußfolgerungen angewiesen, die sich, wie weiter unten dargelegt wird, aus anderen geophysikalischen Tatsachen ableiten lassen.

Es liegt indes durchaus im Bereich der Möglichkeit, daß etwa durch Hochsendung besonderer, mit Registrierapparaten versehenen, besonders konstruierter Raketen direkte Messungsergebnisse aus Höhen von über 40 km gewonnen werden können. Raketen dieser Art werden vielleicht in naher Zukunft verfügbar sein, und ihre Verwendbarkeit für Einholung wichtiger Daten aus den größten Höhen wird von meteorologischer Seite ernsthaft diskutiert <sup>1)</sup>.

Von einer definierten oberen Grenze der Atmosphäre kann nicht gesprochen werden. Es ist anzunehmen, daß auch der Weltraum, in dem sich unser Planet bewegt, Spuren von gasförmigen Substanzen in äußerster Verdünnung enthält, und daß die Dichte der Atmosphäre schließlich in vielen hundert Kilometern Höhe asymptotisch bis zu jenem Werte sinkt, der dem Planetenraum eigentümlich ist.

Verschiedene meteorologisch-optische Erscheinungen (nämlich die der Dämmerung, der leuchtenden Nachtwolken, des Polarlichtes und der Sternschnuppen) sprechen dafür, daß in Höhen von 40 bis 700 km sich Gase in einem Verdünnungszustande befinden, der noch ausreicht, um gewisse optische, elektrische und thermische Phänomene entstehen zu lassen.

---

<sup>1)</sup> W. J. Humphreys, *Bullet. National Research Council, Washington, D. C., Vol. 10, Part 3, Nr. 53, 1925, p. 52.*

Während innerhalb der Troposphäre infolge der unausgesetzt wirkenden Luftströmungen und Austauschvorgänge das Mischungsverhältnis der die Luft bildenden gasförmigen Bestandteile mit der Höhe sich nicht ändert, tritt in der Stratosphäre allmählich eine Schichtung ein, wie sie nach dem Daltonschen Gesetz bei gleichzeitiger Einwirkung der Schwerkraft erwartet werden muß. Demnach müssen die leichteren Gase wie Helium, Wasserstoff um so mehr gegenüber den übrigen Bestandteilen der Luft überwiegen, je höher die betrachtete Luftschicht liegt.

A. Wegener<sup>1)</sup> hat die Hypothese aufgestellt, daß außer den bekannten, in der Luft enthaltenen Gasen auch ein noch leichteres Gas „Geocoronium“ in den obersten Schichten der Atmosphäre vorhanden sei, welches hier eine ähnliche Rolle spielt wie das Coronium in der Sonnenatmosphäre. In seinem Artikel „Thermodynamik der Atmosphäre“<sup>2)</sup> sagt Wegener hierüber folgendes: „Obwohl im System der Elemente nach den heutigen Vorstellungen kein Platz für ein solches Element bleibt, zeigt doch die Sonnenkorona, daß dort eine Stofferfüllung irgendwelcher Art besteht, die sich wie ein solches leichteres Gas verhält; man nimmt an, daß es sich dabei um Atomreste handelt („Elektronengas“).“

Die Zusammensetzung der Luft — in Volumprozenten ausgedrückt — würde sich nach Wegeners Berechnung in verschiedenen Höhen folgendermaßen ergeben (in der Tabelle sind von der zweiten Zeile an abgerundete Zahlen eingesetzt):

Höhe km	Geocoronium Proz.	Wasserstoff Proz.	Helium Proz.	Stickstoff Proz.	Sauerstoff Proz.	Argon Proz.
0 (Boden)	0,00058	0,0033	0,0005	78,1	20,9	0,94
20	0	0	0	85	15	0
40	0	1	0	88	10	0
60	4	12	1	77	6	0
80	19	55	4	21	1	0
100	29	67	4	1	0	0
120	32	65	3	0	0	0
140	36	62	2	0	0	0

Wenn man die Annahme des hypothetischen noch leichteren Geocoroniums ausschließt, so würde der Wasserstoffgehalt in

<sup>1)</sup> Phys. ZS. 12, 170 u. 214, 1911.

<sup>2)</sup> Handbuch der Physik, 11. Bd., S. 160. J. Springer, Berlin 1926.

Volumprozenten sich durch Addition der Zahlen der zweiten und dritten Vertikalreihe ergeben, z. B. für 100 km zu 96 Proz.

Die Abnahme des Druckes mit der Höhe ist aus der folgenden Tabelle ersichtlich, die von Humphreys<sup>1)</sup> unter der Annahme berechnet ist, daß in der Stratosphäre konstante Temperatur herrscht ( $-55^{\circ}$ ), und daß der Wasserstoff das leichteste Gas der Atmosphäre ist.

Höhe km	Druck mm	Höhe km	Druck mm	Höhe km	Druck mm
15	89,66	50	0,40	90	0,0081
20	40,99	60	0,094	100	0,0067
30	8,63	70	0,027	110	0,0059
40	1,84	80	0,0123	120	0,0052

In Höhen von 30 km aufwärts herrschen also Drucke, welche ungefähr von derselben Größenordnung sind wie die Drucke, bei denen die Phänomene der leuchtenden Entladungen in Geissler'schen Röhren beobachtet werden. Dies ist für die Erklärung der elektrischen Natur des Polarlichtes von Bedeutung.

Hinsichtlich der vertikalen Temperaturverteilung genügt es, hier darauf hinzuweisen, daß die ziemlich regelmäßige mittlere Temperaturabnahme in der Troposphäre, um 4 bis  $7^{\circ}$  pro Höhenkilometer, in der untersten Schicht der Stratosphäre ihr Ende erreicht; von da ab erfolgt dann wieder eine kleine Zunahme der Temperatur („obere Inversion“), und man kann die mittlere Temperatur der Stratosphäre bis 30 km Höhe zu etwa  $-55^{\circ}$  C schätzen. Für noch größere Höhen sind die Temperaturen unbekannt.

Der Schluß, daß die höchsten atmosphärischen Schichten von etwa 70 bis 80 km an vorwiegend aus Wasserstoff bestehen müssen, wird übrigens auch dadurch gestützt, daß sogar Luftproben aus Höhen von nur 8 bis 9 km merklich mehr Wasserstoff enthalten als solche aus Bodennähe.

Nicht unerwähnt darf hier bleiben, daß mehrere Autoren annehmen, daß in der Stratosphäre Schichten existieren, die ziemlich reich an Ozon sind, besonders bei Tage, wo der ultraviolette Teil der Sonnenstrahlen ozonbildend und ionisierend wirkt. Man hat auch geschlossen, daß gerade diese ozonreiche Schicht

<sup>1)</sup> Hann-Süring, Lehrb. d. Meteorologie (4. Aufl., Leipzig 1922), S. 9.

selektiv absorbierend für kurzwelliges, ultraviolettes Licht wirke, und daß dies die Ursache dafür sei, daß in der Troposphäre, selbst in 10 km Höhe, das Sonnenspektrum im Ultraviolett nicht weiter als bis zur Wellenlänge 2890 Å reicht.

Jedenfalls muß aber die Tatsache im Auge behalten werden, daß die in Luft stark ionisierenden Wellenbezirke des Ultravioletts ( $\lambda < 1350 \text{ \AA}$ ) nur in den mittleren und oberen Schichten der Stratosphäre anwesend sind.

Die gewöhnlichen festen oder flüssigen Beimengungen der Luft, wie Wasser- oder Eisteilchen, Staub, kommen in der Stratosphäre kaum in Betracht. Höchstens kann durch Vulkanausbrüche feinst verteilte Asche und Vulkanstaub in diese Schichten eindringen und dort monatelang schwebend bleiben, wie man aus Trübungserscheinungen der Atmosphäre nach solchen Ereignissen schließen konnte.

Daneben besteht auch die Möglichkeit, daß kosmischer Staub oder fein verteilte Materie von der Sonne her, etwa durch den Lichtdruck getrieben (Sv. Arrhenius, J. A. Fleming), in die oberen Schichten der Atmosphäre eindringt. Die lichtelektrische Wirkung auch der langwelligen Bezirke der ultravioletten Sonnenstrahlung kann bewirken, daß dieser „Sonnenstaub“ Elektronen abgibt und so teils positive, teils (durch Anlagerung von Elektronen) negative Ionen bildet.

**2. Hypothesen über die Ionisation der höheren Luftschichten.** Als mögliche Quellen der Ionisation der Stratosphäre kommen in Betracht:

- a) Schnell bewegte, von der Sonne her stammende Elektronen (Heliokathodenstrahlen).
- b)  $\alpha$ -Teilchen und positiv geladene Wasserstoffteilchen solarer Herkunft.
- c) Rasch bewegte, aus der Sonnenatmosphäre stammende größere materielle Teilchen („Sonnenstaub“).
- d) Das ultraviolette Sonnenlicht (lichtelektrische Wirkung oder direkte Volumionisation).
- e) Die durchdringende Höhenstrahlung.

Da der zuletzt genannte Ionisator für sich allein quantitativ unzureichend ist, um die hohe Ionisation in der Stratosphäre zu

liefern, wollen wir ihn hier außer Betracht lassen (Näheres vgl. § 23, 6).

Die Hypothese von der Elektronenemission der Sonne wurde wohl zuerst bei der Erforschung des Polarlichtes aufgestellt, und sie ist seither von verschiedenen Seiten so gestützt worden, daß man das Eindringen solcher solarer Kathodenstrahlen bis in die unteren Schichten der Stratosphäre als nahezu sicher betrachten kann. Die experimentellen Grundlagen zu dieser „Kathodenstrahltheorie des Polarlichtes“ stammen von Kr. Birkeland<sup>1)</sup>, die Theorie selbst wurde hauptsächlich von K. Störmer<sup>2)</sup> ausgearbeitet.

Die oben unter b) genannte Auffassung, daß von der Sonne herkommende  $\alpha$ -Teilchen das Polarlicht verursachen [J. Vegard]<sup>3)</sup>, hat weniger Anklang gefunden. Immerhin ist es höchst wahrscheinlich, daß von der Sonne neben Elektronen auch noch positive Korpuskularstrahlen, z. B. H-Teilchen, ausgesendet werden<sup>4)</sup>.

Die unter c) angeführte „Sonnenstäubchenhypothese“ wurde zuerst wohl von Sv. Arrhenius<sup>5)</sup> erwähnt und insbesondere von J. A. Fleming<sup>6)</sup> bis in die Einzelheiten ausgebaut, um zu zeigen, daß sie eine Möglichkeit bietet, einen ziemlich scharfen Übergang zwischen der gut leitenden ionisierenden oberen Schicht der Stratosphäre und den darunter befindlichen viel schwächer ionisierten Regionen zu erklären:

Fleming stellt sich vor, daß die durch gewaltige Eruptionen an der Sonnenoberfläche emporgetragenen Dämpfe von Metallen in der kälteren Chromosphäre kondensieren und feste Teilchen aller möglichen Größen bilden. Es ist nun wohl anzunehmen, daß diese Stäubchen unter der Einwirkung des Lichtdruckes, der an der Sonnenoberfläche fast 3 Dyn/qcm betragen dürfte, sich von der Sonne wegbewegen, da es immer Teilchengrößen gibt, für welche die Wirkung der Schwerkraft von seiten der Sonne kleiner ist als die des Lichtdruckes. Aus der Geschwindigkeit des

1) Expéd. Norveg 1899/1900. Christiania, J. Dybwad, 1901.

2) Vidensk. Skrifter Nr. 3. Christiania 1904.

3) Phys. ZS. **12**, 1185, 1911; **14**, 677, 1913.

4) E. v. Schweidler, Terr. Magn. **27**, 105, 1922.

5) Revue Générale de Science **1**, 65, 1902.

6) Electrician **75**, 348, 1915; Nature **109**, 140, 177, 1922.

Emporschießens der Sonnenfackeln kann man schätzen, daß diese Teilchen in der Chromosphäre Anfangsgeschwindigkeiten von etwa 200 km/sec besitzen, und da sie wegen des Überwiegens des Lichtdruckes die Sonne verlassen können, werden sie zum Teil auch bis in die Erdatmosphäre gelangen können, wo sie mit Geschwindigkeiten bis zu 2000 km/sec eintreffen. Fleming nimmt nun nicht etwa an, daß sie selbst ionisierend wirken, sondern daß sie durch intensive Sonnenstrahlung lichtelektrisch erregt werden, Elektronen emittieren und so teils positive Träger (schwere Ionen), teils, durch Agglomeration an Elektronen, auch negative Ionen bilden können. Das magnetische Feld der Erde würde die Tendenz haben, eine Trennung dieser Ionen zu bewirken.

Die Wiedervereinigungstendenz würde wegen der Größe der Teilchen gering sein, so daß sich die Ionen auch auf der Nachtseite der Erdatmosphäre größtenteils erhalten können. Auf ihrer Bahn in der Erdatmosphäre würden diese Teilchen nach Fleming erst in jenen Schichten stark abgebremst werden, wo die innere Reibung (Viskosität) stark anwächst. Es ist bekannt, daß die innere Reibung der Gase bei sehr kleinen Drucken gering ist, um von da an mit steigendem Drucke sehr rasch (bei Drucken, die in 100 km Höhe herrschen) zu einem viel höheren Werte anzusteigen, der sich dann, selbst bei Druckanstieg bis zu Atmosphärendruck, nicht mehr weiter ändert. Diese Anomalie in der inneren Reibung könnte es so verständlich machen, daß die Sonnenstäubchen in einer gewissen Schicht (nach Fleming in 60 bis 80 km Höhe) sich anreichern. Diese Schichtgrenze wird vermutlich für die kleineren, vorwiegend negativ geladenen Stäubchen höher liegen als für die größeren, in der Mehrzahl positiv geladenen. Die Wiedervereinigung zwischen solchen räumlich weit getrennten Ionenwolken wäre dann ganz zu vernachlässigen.

Die Sonnenstäubchenhypothese wird dadurch gestützt, daß nach Newcomb, Abbot u. a. der Himmel in mondlosen Nächten der Erde mehr Licht zustrahlt, als man aus der Summe des Sternenlichtes errechnet. Es ist bemerkenswert, daß in solchen Nächten das Spektrum des Himmelslichtes stets die charakteristische Nordlichtlinie aufweist. Ob beim Zutreffen der Flemingschen Sonnenstaubhypothese nicht etwa Trübungserscheinungen der Atmosphäre zu erwarten wären, ist bisher nicht untersucht worden.

Die eingangs erwähnte vierte Möglichkeit der Herkunft einer Ionisation der höchsten atmosphärischen Schichten ist die ultraviolette Sonnenstrahlung, die nicht nur durch die oben besprochene lichtelektrische Erregung der kosmischen Staubteilchen, sondern auch direkt in jedem Gase ionisierend zu wirken vermag (Lenard-Effekt). Diese direkte Wirkung ist naturgemäß nur auf die der Sonne zugekehrte Tagseite der Erdatmosphäre beschränkt. Nach Sonnenuntergang werden die gebildeten Ionen durch Wiedervereinigung rasch verschwinden. Demgemäß ist diese Ionisation als nicht permanent anzusprechen und nur zur Erklärung einiger Eigentümlichkeiten der Ausbreitung der elektrischen Wellen anwendbar. Die Ionisation der oberen Schichten der Atmosphäre durch ultraviolettes Licht ist von A. Schuster<sup>1)</sup> zuerst theoretisch behandelt worden, um die täglichen Schwankungen des Erdmagnetismus zu erklären. In jüngster Zeit hat Sydney Chapman<sup>2)</sup> auf ähnlichen Grundlagen weitergearbeitet. W. F. G. Swann<sup>3)</sup> hat in einer Kritik der Theorie Schusters die durch Ultraviolettwirkung erzielte elektrische Leitfähigkeit in etwa 100 km Höhe zu  $A = 8 \cdot 10^4$  elektrostat. Einh. = etwa  $10^{-16}$  elektromagn. Einh. geschätzt. Dieser Wert ist etwa  $4 \cdot 10^8$  mal größer als die mittlere Leitfähigkeit der Luft an der Erdoberfläche.

Nach Fleming (l. c.) würde diese ionisierende Wirkung in der Stratosphäre nur bis etwa 50 bis 60 km herabreichen, da in tieferen Schichten die wirksamen Wellenlängen ( $< 1350 \text{ \AA}$ ) im Sonnenspektrum fehlen.

Rein elektrisch genommen haben wir also eine Zweiteilung der Stratosphäre anzunehmen: die Schichten von 10 bis 60 km sind nur mäßig ionisiert, da dort außer der durchdringenden Höhenstrahlung keine permanent tätige Ionisatoren wirken („untere Stratosphäre“). Oberhalb 60 bis 70 km dagegen liegen Schichten, die, vorwiegend aus Wasserstoff bestehend, starke Ionisation aufweisen und in der sich sicherlich auch freie Elektronen in größerer Zahl stets vorfinden („obere Stratosphäre“). Die obere Stratosphäre wird auch die Heaviside-Schicht (besser Kennelly-Heaviside-Schicht, vgl. § 8, S. 33) genannt. Die Ionisation durch ultraviolettes Licht würde also bewirken, daß die

<sup>1)</sup> Phil. Trans. 208, 163, 1908.

<sup>2)</sup> Proc. Phys. Soc. London 37, 38 D, 1925.

<sup>3)</sup> Terr. Magn. 21, 1 bis 8, 1916.

Grenze der stark ionisierten Schichten bei Tage etwa um 20 bis 30 km tiefer geschoben wird.

Die Leitfähigkeit in der permanent ionisierten oberen Stratosphäre bzw. in der Heaviside-Schicht wurde von mehreren Autoren geschätzt. Die Ausbreitung der elektrischen Wellen entlang der gekrümmten Erdoberfläche (vgl. unten 3.) läßt erwarten, daß die elektrische Leitfähigkeit der Heaviside-Schicht etwa gleich der des Süßwassers ist, also im Mittel

$$A = 9 \cdot 10^5 \text{ elektrostat. Einh. (cm}^{-1}\text{)}$$

beträgt. Dies würde einem spezifischen Widerstand von  $r = 10^6$  Ohm (1 Megohm) pro Kubikzentimeter entsprechen.

Nimmt man als Elektrizitätsträger hauptsächlich Wasserstoffionen an, so müßten dann nach Mesny<sup>1)</sup> etwa  $10^7$  solcher Ionen pro Kubikzentimeter in 100 km Höhe vorhanden sein. G. V. Watson<sup>2)</sup>, Fleming (l. c.) u. a. haben ähnliche Schätzungen ausgeführt.

Zum Vergleich sei noch angeführt, daß in Bodennähe die Luft eine mittlere Leitfähigkeit von  $2 \cdot 10^{-4}$  elektrostat. Einh. (d. h. einen spezifischen Widerstand  $r = 4,5 \cdot 10^{15}$  Ohm/ccm) aufweist, während die Erdmaterialien Leitfähigkeiten von  $10^{10}$  elektrostat. Einh. (Meerwasser) bis  $10^8$  elektrostat. Einh. besitzen.

Nach den neuesten Theorien über die Ausbreitung der elektrischen Wellen (vgl. unten 3.) kommt es übrigens nicht so sehr auf die Leitfähigkeit der Heaviside-Schicht an, sondern darauf, daß neben den H-Ionen auch freie Elektronen in genügender Zahl vorkommen. A. H. Taylor und E. C. Hulburt<sup>3)</sup> berechnen für 250 km Höhe die Zahl der freien Elektronen zu 100 000 pro Kubikzentimeter.

**3. Die Ausbreitung der elektrischen Wellen an der Erdoberfläche und ihre Beeinflussung durch die Ionisation der höheren atmosphärischen Schichten.** Das Hauptproblem in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie läßt sich im wesentlichen auf die folgende Aufgabe zurückführen: Eine Kugel von mäßiger elektrischer Leitfähigkeit (Erde) sei isoliert im Raume befindlich. An ihrer Oberfläche sei eine Sendestation von bestimmten Ab-

<sup>1)</sup> R. Mesny, in E. Mathias, *Traité d'Électricité Atmospherique*, S. 406. Paris 1924.

<sup>2)</sup> Proc. Roy. Soc. (A) **95**, 83, 1918.

<sup>3)</sup> Phys. Rev. (2) **27**, 189, 1926.

messungen gegeben, die elektrische Wellen z. B. gleichmäßig nach allen Richtungen aussendet. Nach welchem Gesetz nimmt nun die einen Empfänger treffende Energiedichte (Signalstärke) mit der Entfernung ab? Von welchen Umständen ist die erzielte Reichweite der Sendestation beeinflusst?

Zahlreiche Autoren haben sich seit Beginn der praktischen Überbrückung großer Entfernungen durch Marconi mit diesem Problem beschäftigt. Empirisch stellte man fest, daß, wenigstens für lange Wellen, die Intensität des Empfanges etwa umgekehrt proportional zur Entfernung  $d$  vom Sender und zur Wellenlänge  $\lambda$  ist, und noch von einem Absorptionsglied abhängt, wie es etwa in der empirischen Formel von L. W. Austin dargestellt ist:

$$\mathcal{E} = 120 \pi \frac{h I}{\lambda d} e^{-0,0015 \frac{d}{\lambda}}.$$

Hierin bedeutet  $h$  die Höhe der Antenne des Senders,  $I$  die Antennenstromstärke;  $\lambda$  und  $d$  sind in Kilometern ausgedrückt.

Die ersten theoretisch gewonnenen Formeln <sup>1)</sup> ergaben keine Übereinstimmung mit der Erfahrung: die praktisch erzielten Reichweiten und die Signalstärke in großen Entfernungen waren weit größer, als man berechnet hatte. Man ging dann daran, die Ausbreitung der elektrischen Wellen als einen Gleitvorgang anzusehen; ähnlich wie bei der Fortleitung der elektrischen an den Lecherschen Drähten nahm man an, daß eine Art Führung der Wellen durch die verhältnismäßig gut leitenden obersten Erdschichten stattfindet („Theorie der Oberflächenwellen“).

Als man in der Praxis immer größere Entfernungen drahtlos überbrückte und schließlich deutlichen Empfang in 10 000 km Entfernung ( $\frac{1}{4}$  des Erdumfangs) erzielte und große Unterschiede zwischen der Signalstärke bei Tage und der bei Nacht sowie Anomalien bei Sonnenauf- und Sonnenuntergang feststellte, setzte sich immer mehr die Anschauung durch, daß die stark ionisierten Schichten in 80 km Höhe und darüber, bzw. ihre untere Begrenzungsfläche, eine Reflexion der elektrischen Wellen hervorrufen und so insbesondere den Empfang der elektrischen Wellen an sehr weit entfernten Stellen wesentlich ermöglichen können. Die Existenz dieser Schicht wurde, wie schon in § 8 erwähnt, im Jahre

<sup>1)</sup> Literaturübersicht siehe z. B. den Bericht von H. Schindelbauer, Meteorol. ZS. 37, 177, 1920.

1902 fast gleichzeitig von Kennelly und Oliver Heaviside angenommen.

Diese elektrischen Wellen, die von einer an der Erdoberfläche befindlichen Sendestation ausgehen, würden demnach in einem Medium, das ein verhältnismäßig sehr guter Isolator ist (Troposphäre und untere Stratosphäre), zwischen zwei gut leitenden konzentrischen Kugelflächen (Erdoberfläche und untere Grenze der Kennelly-Heaviside-Schicht) sich ausbreiten, wodurch es erklärlich wird, daß fast die ganze von der Antenne in Form von elektrischen Wellen ausgestrahlte Energie innerhalb dieser „Führungsflächen“ verbleibt.

Es hat sich gezeigt, daß diese Auffassung, so sehr sie sich auch später als modifikationsbedürftig erwiesen hat, im Kerne richtig sein muß.

Anfangs nahm man an, daß die Kennelly-Heaviside-Schicht eine ziemlich scharf definierte Grenzfläche haben müsse, da man anders nicht erklären kann, daß eine Reflexion der elektrischen Wellen an ihr stattfindet. Fleming hat, wie im vorhergehenden Abschnitt 2 dargelegt, auch zu begründen versucht, wie eine solche verhältnismäßig scharfe Grenze zustande kommen kann.

Eine neue Auffassung wurde von H. W. Eccles<sup>1)</sup> vorgebracht. Dieser Autor zeigte nämlich, daß außer der erwähnten Reflexion auch noch eine Ablenkung, d. h. Brechung der Wellen, in den unterhalb der Kennelly-Heaviside-Schicht befindlichen, durch die ultravioletten Strahlen weniger stark ionisierten Teilen der Stratosphäre stattfinden muß („Ionenrefraktion“). Die elektrischen Wellen dringen in diese Schicht von unten her ein, erfahren aber in ihrer Fortpflanzung (Strahlenrichtung) eine allmähliche Richtungsänderung, derart, daß sie schließlich horizontal oder gar schief nach abwärts gegen die Erde laufen. Diese Ionenrefraktion erklärt sich daraus, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in der ionisierten Schicht größer ist. Ebene Wellenfronten werden also in ihren oberen Teilen nach vorwärts gekrümmt, und so können die Wellen schließlich wieder zur Erde gelangen. Diese Theorie der Ionenrefraktion von Eccles vermochte bereits einen großen Teil der damals (1912) bekannten Anomalien im Empfang elektrischer Wellen auf weit vom Sender entfernten Stationen

---

1) Proc. Roy. Soc. (A) 87, 79, 1912.

zu erklären: z. B. die größeren Reichweiten bei Nacht kämen nach dieser Theorie derart zustande, daß durch Fortfall der durch Ultraviolett erzeugten Ionisation der unteren Stratosphäre die vom Sender schief nach oben gehenden Wellenstrahlen erst an der viel höheren Kennelly-Heaviside-Schicht zur Reflexion gelangen, während bei Tage die Ionenrefraktion die Wellen aus viel kleinerer Höhe und folglich in geringerer Entfernung vom Sender wieder zur Erde herabbringt.

Daß starke Ionisation die Durchlässigkeit der Luft für elektrische Wellen vermindert, wird von Fleming (l. c.) durch einen optischen Vergleich selbst für Laien recht anschaulich gemacht: Er vergleicht die ionisierten Stellen mit Luftblasen im Wasser. Sind im Wasser zahlreiche Luftblasen, so wird alles Licht an ihnen total reflektiert, das Wasser erscheint undurchsichtig. R. Mesny (l. c. S. 157) berechnet, daß nach der Theorie von Eccles in 30 km Höhe die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Wellen schon um 0,5 Proz. höher ist als am Erdboden. Diese Unterschiede würden quantitativ ausreichen, um die Krümmung der Bahn der elektrischen Wellen zur Erde hin zu erklären.

Auch G. V. Watson<sup>1)</sup> hat eine Theorie der Ausbreitung der elektrischen Wellen zwischen zwei konzentrischen leitenden Kugelflächen ausgearbeitet und für lange Wellen ein der Austin'schen Formel entsprechendes, also mit der Erfahrung ziemlich gut übereinstimmendes Ausbreitungsgesetz erhalten, wobei er die Kennelly-Heaviside-Schicht in 100 km Höhe verlegt.

Alle diese und die älteren, hier unerwähnt gelassenen Theorien der Wellenausbreitung versagten für kurze Wellen, und es zeigte sich, daß offenbar wichtige Einflüsse unbeachtet geblieben sein mußten.

Tatsächlich hat man z. B. den Einfluß des ja stets und allorts vorhandenen magnetischen Feldes der Erde auf die Ausbreitung der elektrischen Wellen erst in der jüngsten Zeit, von 1924 an, berücksichtigt. Hier ist vor allem die grundlegende Theorie von Sir Joseph Larmor<sup>2)</sup> zu nennen: Larmor betrachtet die Bewegung geladener Teilchen (Ionen oder freie Elektronen) in der Kennelly-Heaviside-Schicht bei gleichzeitiger Einwirkung des

<sup>1)</sup> Proc. Roy. Soc. (A) 95, 83, 1918.

<sup>2)</sup> Phil. Mag. (6) 48, 1025, 1924.

konstanten Magnetfeldes der Erde und des elektrischen Wechselfeldes der ankommenden elektrischen Wellen. Dieses elektromagnetische Wechselfeld bringt natürlich die Ionen und Elektronen zum Mitschwingen, und dies würde nur unter großem Energieverlust, d. h. unter gleichzeitiger Absorption der ankommenden Wellen möglich sein, falls die Schwingung der Teilchen in der Luft erheblichen Reibungskräften unterliegt. Soll also ein Zug elektrischer Wellen durch ein ionisiertes Gas ohne wesentliche Absorption hindurchgehen können, so müssen die Reibungseinflüsse verschwindend klein sein. Larmor zeigt, daß dies dann der Fall ist, wenn erstens die energieaufzehrenden Zusammenstöße der schwingenden Elektronen oder Ionen mit Gasmolekülen selten sind, d. h. wenn die mittlere freie Weglänge der Ionen und Elektronen groß ist gegenüber der Amplitude ihrer Schwingung im Wechselfeld der elektrischen Wellen und zweitens, wenn die Frequenz dieser Schwingung groß ist im Vergleich zur mittleren Zahl der Zusammenstöße der Ionen und Elektroden mit Gasmolekülen pro Sekunde. Beides trifft in der Region der Kennelly-Heaviside-Schicht zu für H-Ionen, weniger für Elektronen.

Die Energieverluste, die sich so unter plausibler Annahme über die Zahl der anwesenden Elektronen oder Ionen für Wellen von mittlerer Wellenlänge berechnen lassen, sind recht gering und lassen es verständlich erscheinen, daß solche Wellen in der ionisierten Schicht viele hundert Kilometer ohne wesentliche Schwächung zurückzulegen vermögen.

Larmor berechnet auch, um wieviel sich die Zahl ( $N$ ) der Elektronen pro Kubikzentimeter mit der Höhe ( $h$ ) vermehren müsse, um innerhalb der Kennelly-Heaviside-Schicht eine Krümmung des Wellenstrahles parallel zur Erdoberfläche zu bewirken. Es ergibt sich  $dN/dh = 3 \cdot 10^{-6}$ , d. h. wenn man z. B. annimmt, daß die Strahlen innerhalb einer elektronenhaltigen Schicht von nur (vertikal gemessen) 1 km Dicke verbleiben, so braucht an der Oberseite dieser „effektiven Schicht“ die Zahl der Elektronen nur um 0,3 Elektronen/ccm größer zu sein als an der Unterseite. Größere Konzentrationsunterschiede würden bereits die Wellenstrahlen gegen die Erde zu krümmen.

Diese Strahlenkrümmung ist nach Larmors Theorie von der Wellenlänge stark abhängig und wird für Wellen von 60 m Wellenlänge und darunter verschwindend klein.

Es steht dies im Widerspruch mit neuen Versuchen von Reinartz<sup>1)</sup> und Taylor<sup>2)</sup>, welche zeigen, daß die kurzen Wellen anscheinend stärker gebrochen werden.

Schon vorher deuteten die schlechten Erfahrungen, die man im Rundfunk mit Wellen des mittleren Bereiches (200 bis 600 m) hinsichtlich der Erzielung großer Reichweiten gemacht hatte, und die mangelnde Konstanz der Empfangsstärke darauf hin, daß irgend ein selektiver Effekt, ein Störungseinfluß speziell für den mittleren Wellenbezirk existiere.

Ein weiterer Ausbau der Theorie der Ausbreitung der elektrischen Wellen mußte darauf Rücksicht nehmen. Die ersten Ansätze hierzu hat E. V. Appleton<sup>3)</sup> geliefert. Vollständige Theorien dieser Art sind unabhängig von H. W. Nichols und J. C. Schelleng<sup>4)</sup>, sowie von A. Hoyt Taylor und E. O. Hulburt<sup>5)</sup> ausgearbeitet worden; sie sind als eine Modifikation und ein Ausbau der Larmorschen Theorie anzusehen, deren Gültigkeit für den Bereich längerer Wellen unbestritten bleibt.

Der erwähnte Selektiveffekt ergibt sich aus der Betrachtung der Bewegung, die ein Elektron (Ladung  $\varepsilon$ , Masse  $m$ ) unter dem Einfluß des elektromagnetischen Wechselfeldes der hindurchgehenden Wellen und des gleichzeitig wirkenden magnetischen Feldes der Erde (Feldstärke  $H$ ) auszuführen gezwungen ist. Es ergibt sich nämlich für die Komponente der Schwingungsamplitude des Elektrons in der Richtung senkrecht zum Magnetfeld  $H$  ein Maximalwert, wenn die Schwingungszahl der elektrischen Welle die Gleichung erfüllt:

$$v_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot H,$$

d. h. wenn die Wellenlänge

$$\lambda_0 = 2\pi \cdot \frac{m}{\varepsilon} \cdot \frac{c}{H}.$$

Setzt man für  $\varepsilon/m$  (die spezifische Ladung des Elektrons), für  $c$  (Lichtgeschwindigkeit) die bekannten Zahlenwerte ein und nimmt

<sup>1)</sup> „QST“ 9, 9, April 1925.

<sup>2)</sup> Proc. Inst. Radio Engineers 13, 677, Dez. 1924.

<sup>3)</sup> Proc. Phys. Soc. London 37, 2. Teil, 22 D, Febr. 1925.

<sup>4)</sup> The Bell System Technical Journ. 4, 215—234, 1925. Science (N. S.) 61, 288, 1925, Nr. 1576.

<sup>5)</sup> Phys. Rev. (2) 27, 189, 1926. Science (N. S.) 62, 183, 1925, Nr. 1599.

als Feldstärke des magnetischen Erdfeldes  $H = 0,5$  Gauß, so ergibt sich diese kritische Wellenlänge zu

$$\lambda_0 = 214 \text{ (Meter).}$$

Für diese kritische Wellenlänge bzw. Frequenz, die aber mit dem Werte der Feldstärke des Erdfeldes variiert, wird also die durch die passierenden elektrischen Wellen hervorgerufene Elektronenschwingung besonders lebhaft und umgekehrt: die Wellenausbreitung wird für Wellen des kritischen Wellenbezirkes  $\lambda_0$  durch das Mitschwingen der Elektronen in der Kennelly-Heaviside-Schicht am stärksten beeinflusst werden, wodurch z. B. auch eine besonders starke Absorption dieser Wellen erzeugt wird. Es ist zu betonen, daß der entsprechende Wert von  $\lambda_0$  für schwingende Teilchen von atomaren Dimensionen, z. B.  $H$ -Ionen, 1800 mal größer ist, also außerhalb des Bereiches der praktisch verwendeten Wellenlängen fallen würde.

Hinsichtlich der Ausbreitung der Wellen, ergeben sich nun je nach der betrachteten Fortpflanzungsrichtung verschiedene Fälle. Nimmt man linear polarisierte elektrische Wellen, etwa mit der Schwingung des elektrischen Vektors in der Vertikalebene, so ergibt sich nach Nichols und Schelleng für die Fortpflanzung in der Richtung des magnetischen Erdfeldes (Hauptkomponente Nord—Süd) eine Teilung der Welle in zwei entgegengesetzt zirkular polarisierte Wellen mit verschiedener Geschwindigkeit, so daß auch eine räumliche Trennung in zwei Wellenstrahlen resultieren kann. Für kurze Wellen tritt dies nicht ein, sondern es resultiert nur eine Drehung der Schwingungsebene (Polarisationsebene) der elektrischen Welle. In der Fortpflanzung von Ost nach West oder umgekehrt tritt Doppelbrechung ein, d. h. die Wellenstrahlen teilen sich in zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlen. Es kann sogar der Fall eintreten, daß in der Kennelly-Heaviside-Schicht der eine Strahl zur Erde gebogen wird, während der andere sich nach oben krümmt.

Es ist bemerkenswert, daß gewisse, erst in der allerjüngsten Zeit gefundene Anomalien der Wellenausbreitung durch die neue Theorie ihre Erklärung finden. Hier sei nur eine derartige Erscheinung näher besprochen:

Es wurde festgestellt, daß für kurze Wellen ( $\lambda < 50$  m) die Empfangsstärke bei konstanter Sendeleistung (z. B. 5 Kilowatt) ziemlich rasch mit der Entfernung vom Sender abnimmt und in

100 bis 150 km praktisch auf Null sinkt. Bei weiterer Entfernung des Empfängers bleiben die Signale unhörbar, werden aber in noch größerer Distanz wieder sehr deutlich, es wird ein Maximum der Signalstärke erreicht, die mit noch weiterer Entfernungszunahme dann nur langsam abnimmt. Wir wollen die Entfernung des äußeren Randes der erwähnten „Zone des Schweigens“ vom Sender die Überspringdistanz („skip-distance“) nennen. Diese Überspringdistanz hängt nach Taylor (l. c.) sehr stark vom verwendeten Wellenbereich ab und beträgt z. B. bei Tage für Wellen von 16 bzw. 21, 32 und 40 m Länge 2100 bzw. 1100, 640 und 280 km. So erklärt sich auch die Erzielung riesiger Reichweiten mittels sehr kurzer Wellen.

Diese Überspringerscheinung ist ein direkter experimenteller Beweis für die Reflexion oder Refraktion der Wellen in der Kennelly-Heaviside-Schicht. Bei Nacht sind die Überspringdistanzen nach Versuchen von W. G. Baker und Ch. W. Rice<sup>1)</sup> vier- bis fünfmal so groß, da die „reflektierende Schicht“ dann höher liegt.

Taylor und Hulburt (l. c.) haben diese und andere Erscheinungen des Empfangs kurzer Wellen nach der erwähnten Theorie quantitativ erklären können. Es scheint, daß nur die Elektronen, nicht die Ionen in den hohen Schichten für die Reflexion und Refraktion der Wellen maßgebend sind. Der Empfang kurzer Wellen (20 bis 50 m) auf Distanzen von 10000 bis 20000 km scheint in der Weise ermöglicht zu sein, daß sie an den oberen Schichten der Atmosphäre eine Refraktion, an der Erdoberfläche eine Reflexion erleiden, und daß sich dieser Vorgang mehrfach wiederholt. Wellen von kleinerer Wellenlänge als 14 m eignen sich aber nicht mehr zur Erreichung großer Reichweiten. Wellen von 60 bis 200 m können bei jedem Einfallswinkel an der Kennelly-Heaviside-Schicht reflektiert werden.

Die Elektronenzahl pro Kubikzentimeter scheint nach diesen Untersuchungen in Höhen von 110 bis 250 km ihren Maximalwert ( $10^6$  pro ccm) zu erreichen (bei Tage). Die Theorie scheint auch gewisse Verzerrungen der Wellenform und Intensitätsschwankungen beim Empfang („Fading“) durch Interferenz erklären zu können (vgl. unten, Abschn. 5).

<sup>1)</sup> Science (N. S.) **63**, Nr. 1626, 26. Febr. 1926.

4. Experimente zur Bestimmung der Höhe der Kennelly-Heaviside-Schicht. Die Höhe, in welcher die „reflektierende“ Schicht über der Erdoberfläche liegt, läßt sich nicht nur indirekt, wie im vorhergehenden dargelegt wurde, sondern auch durch direkte Versuche ermitteln. Bisher wurden zwei Methoden praktisch verwendet:

Die erste, von E. V. Appleton und M. A. F. Barnett<sup>1)</sup>, kann kurz als „Interferenzmethode“ bezeichnet werden. Sie beruht darauf, daß man die direkt (d. h. entlang der Erdoberfläche) vom Sender kommende Welle mit der von der Kennelly-Heaviside-Schicht reflektierten Welle zur Interferenz bringt. Die Sendestation (Bournemouth, England) war mit einer Einrichtung versehen, um in einem bestimmten Zeitintervall (z. B. 10 bis 30 sec) ihre Wellenlänge in einem bekannten Bereich kontinuierlich zu ändern bei konstanter Sendeenergie. Die 140 km entfernte Empfangsstation hatte eine für den ganzen verwendeten Wellenbereich konstante Empfindlichkeit. Die zur Heaviside-Schicht und dann zur Erde (Empfänger) laufende Welle hat dementsprechend langsam veränderliche Phasenunterschiede gegenüber der direkten Welle, und am Empfänger werden bald Verstärkungen, bald Abschwächungen durch Interferenz entstehen. Die Versuche ergaben sehr deutliche Maxima und Minima. Die Höhe der „reflektierenden Schicht“ wurde hieraus zu 85 km (bei Tage) berechnet. Natürlich ist dies als die mittlere Höhe der wirksamen, Elektronen enthaltenden Schicht aufzufassen. Die untere Begrenzung der Kennelly-Heaviside-Schicht wird wohl stets, auch bei Nacht, ziemlich gleich unscharf sein. Das bedeutet eben nur, daß für kurze Wellen der Übergang (im Vergleich zur Wellenlänge) als ziemlich allmählich bezeichnet werden muß, weshalb für diese Wellen Refraktion (Strahlenkrümmung) stattfindet. Für lange Wellen dagegen ist der Übergang hinlänglich scharf, um Reflexion zu ermöglichen.

Eine zweite Methode zur praktischen Bestimmung der Höhe der Heaviside-Schicht wurde von M. A. Tuve und G. Breit<sup>2)</sup> ausgearbeitet. Sende- und Empfangsstation (Distanz  $l$ ) bilden

<sup>1)</sup> Nature **115**, 333, 1925, Nr. 2888. Electrician **94**, 398, 1925. Proc. Roy Soc. (London) A **109**, 621, 1925.

<sup>2)</sup> Terr. Magn. **30**, 15, 1925; Annual Report of the Director, Department of Terrestrial Magn., Carnegie-Inst. Washington, D. C., Nr. 24, S. 176, 1925. Nature **116**, 357, 1925.

mit der in der zu bestimmenden Höhe von  $h$  km liegenden Reflexionsstelle der Heaviside-Schicht ein gleichseitiges Dreieck. Es wurden nun vom Sender durch regelmäßige Intervalle unterbrochene Wellenzüge ( $\lambda = 71$  m) ausgesendet, die in der Empfangsstation oszillographisch registriert wurden. Die Wellen, die nun den längeren indirekten Weg über die beiden Schenkel des gleichseitigen Dreiecks zum Empfänger zurücklegen, sind gegen die direkt laufenden Wellen um die Zeit

$$\tau = \frac{2h}{c} \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{l}{2h}\right)^2} - \frac{l}{2h} \right]$$

verzögert und machen sich im Oszillogramm dadurch bemerkbar, daß auch innerhalb der Pausen zwischen den direkten Wellen ankommende Wellen registriert werden. Die Zeit  $\tau$  wird aus dem Registrierstreifen ermittelt (bei den wirklichen Versuchen betrug sie etwa  $\frac{1}{3000}$  sec) und dann nach Einsetzen der bekannten Basisdistanz der beiden Stationen ( $l$ ) und der Lichtgeschwindigkeit  $c$  in die Formel die Höhe  $h$  berechnet. Tuve und Breit fanden für  $h$  Werte zwischen 80 und 160 km. Die Höhe der „reflektierenden“ Schicht variiert ja, wie bekannt, je nach der Tageszeit.

Durch diese Versuche dürfte wohl der letzte Zweifel an der Existenz der Kennelly-Heaviside-Schicht entfernt worden sein; und die wenigen noch übrigen Gegner dieser Schicht-hypothese<sup>1)</sup> dürften angesichts aller dieser neuen Versuche einen schweren Stand haben.

Sehr weitblickend hat schon 1915 L. A. Fleming<sup>2)</sup> vorausgesehen, daß die drahtlose Telegraphie und insbesondere die Verwendung von gerichteten Sendern ein ausgezeichnetes Hilfsmittel zur Erforschung der höchsten atmosphärischen Schichten bilden werden; er sagt: „Wenn wir gerichtete Sender verwenden, um elektrische Wellen unter verschiedenen Winkeln nach oben zu senden, und dann beobachten, wo diese hauptsächlich zur Erde gelangen, könnten wir vielleicht in der Lage sein, die drahtlose Telegraphie als Mittel zur Erforschung der Atmosphäre zu verwenden, gerade so, wie man Scheinwerfer benutzt, um Wolkenhöhen zu messen.“

Der seit 1915 erzielte Fortschritt läßt erwarten, daß wir einst imstande sein werden, nicht nur die Höhenlage der

1) Vgl. z. B. A. Meissner, Jahrb. f. drahtl. Telegr. 24, 85, 1924.

2) Electrician 75, 348, 1915.

Kennelly-Heaviside-Schicht, sondern auch der tiefer liegenden „Ionenwolken“ oder „Ionenbänke“ in der Stratosphäre und ihre Veränderungen durch direkte Versuche zu ermitteln.

5. Die atmosphärischen Störungen in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie und ihre Beziehungen zu luftelektrischen und meteorologischen Erscheinungen. Obschon die atmosphärischen Störungen im drahtlosen Verkehr zum großen Teil mit den Vorgängen in den höheren atmosphärischen Schichten gar nicht zusammenhängen, soll hier doch ein kurzer Überblick über dieses Gebiet gegeben werden, da diese Störungen von allgemeinem Interesse sind <sup>1)</sup>.

Die Störungen werden gewöhnlich in vier Gruppen eingeteilt:

1. Solche, welche im Telephon kratzende Geräusche erzeugen („Grinders“).
2. Solche, welche scharfe knallende und „klickende“ Geräusche hervorbringen.
3. Solche, die Zischen erzeugen.
4. Solche, welche plötzliche unkontrollierbare Lautschwankungen im Empfang bewirken („Fading-Effekt“).

Wie schon erwähnt, führt man den „Fading-Effekt“ auf Interferenzerscheinungen der ankommenden Wellenzüge zurück, als eigentliche rein atmosphärische Störungen können daher nur die unter 1 bis 3 genannten gelten.

Über die Ursache derselben ist auch heute noch trotz des großen Beobachtungsmaterials auf diesem Gebiet wenig Sicheres bekannt.

Nur ein Teil der Störungen hat oszillatorischen Charakter mit Schwingungszeiten von Bruchteilen einer Sekunde bis zu mehreren Sekunden. Viele sind ganz aperiodisch. Daher sind auch die Versuche, durch sehr scharf abgestimmte Empfangskreise die Störungen zu vermeiden, nur zum Teil erfolgreich gewesen.

Die atmosphärischen Störungen sind am stärksten in den Sommermonaten und bei Nacht stärker als bei Tage. Besonders stark treten sie in den tropischen Breiten auf, wo man dann zu

---

<sup>1)</sup> Eine allgemeine theoretische Behandlung der atmosphärischen Störungen im Funkverkehr gibt „Die Hochfrequenztechnik“, 1. Bd.: Koerts, Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Nachrichtenvermittlung. Berlin, M. Krayn, 1924.

ungünstigen Zeiten oft sechs- bis achtfach größere Sendeenergien zur Nachrichtenübertragung verwenden muß als bei günstigen Empfangsverhältnissen. Besonders lästig waren die störenden Geräusche, als man noch mit Funkensendern arbeitete. Später, als man im Bereich musikalischer Töne arbeitete („tönende Funken“ oder der moderne „Schwebungsempfang“ mit einer dem musikalisch verwendeten Bereich entsprechenden Schwebungszahl), waren immerhin die telegraphischen Zeichen von den störenden Nebengeräuschen leichter zu unterscheiden.

Mehrere Forscher, wie C. de Groot, L. A. Fleming, sind der Ansicht, daß die häufigsten Störungen der Klasse 1 (Kratzgeräusche) von elektrischen Vorgängen in der oberen Stratosphäre, etwa aus der Polarlichtzone kommen. Andere glauben, daß sie von Elektronen verursacht werden, die, von der Sonne her kommend, in die oberen atmosphärischen Schichten eindringen. Fleming, dessen Sonnenstaubhypothese wir ja in § 28, 2 besprochen haben, glaubt, daß Wiedervereinigungsvorgänge zwischen den positiv und negativ geladenen Teilchen in diesen hohen Schichten diese Störungen verursachen. Bei Nacht, wenn die Ionisation durch ultraviolettes Licht entfällt, könnten dann dieselben leichter bis zur Erdoberfläche hörbar sein. Auch stille Entladungen in der oberen Stratosphäre kommen als mögliche Ursache in Betracht.

Andere Klassen von atmosphärischen Störungen der drahtlosen Telegraphie hängen mit Vorgängen in der Troposphäre zusammen. Insbesondere haben Untersuchungen mit Radiokompaßgeräten nach Watson Watt u. a. ergeben, daß drei Viertel der Störungen von ausgedehnten Regengebieten ausgehen. Natürlich sind Gewittergebiete ebenso als Ursprungsorte von Störungen anzusehen und machen sich oft auf größere Entfernungen hin bemerkbar. C. T. R. Wilson hat gezeigt, daß auch Blitzentladungen von den Gewitterwolken nach oben zur leitenden Schicht stattfinden, und diese können sich natürlich auch als „Störung“ bemerkbar machen.

Untersuchungen von R. Bureau in Frankreich zeigten, daß die Störungen sehr deutlich von der allgemeinen Wetterlage bzw. dem Verhalten der sogenannten „Polarfront“ abhängen. Die Zusammenhänge sind so deutlich, daß man sogar umgekehrt an eine Verwertung des Studiums der Störungen für die Wetterprognose und für die Voraussage von Gewittern denkt. Eine

andere Klasse von Störungen scheint von bestimmten Zentren, besonders von ausgedehnten Gebirgsketten, auszugehen. Bemerkenswert ist die Beobachtung des amerikanischen Polarforschers Dr. Donald Mc Millan<sup>1)</sup>, welcher im Jahre 1924, als er direkt den Polarlichtgürtel bei lebhaften Nordlichterscheinungen passierte, keine Störungen im Radioverkehr mit Amerika feststellen konnte. Es ist dies übrigens nicht etwa als Beweis dafür aufzufassen, daß die elektrischen Vorgänge beim Polarlicht die Ausbreitung der elektrischen Wellen nicht beeinflussen. Solche Störungen werden vielmehr von weit entfernten Orten, die z. B. Wellen nur durch Reflexion an Regionen des Polarlichtgürtels erhalten, viel deutlicher in Erscheinung treten. Denn für den Wellenempfang sind Veränderungen in der Kennelly-Heaviside-Schicht im Zenit über der Empfangsstation kaum von Belang.

---

<sup>1)</sup> New York Times, 31. Januar 1925, S. 15.

# Literaturverzeichnis.

## 1. Zusammenfassende Darstellungen und Lehrbücher über atmosphärische Elektrizität.

- A. Gockel, Die Luftelektrizität. Leipzig, S. Hirzel, 1908. 208 S.
- H. Mache und E. v. Schweidler, Die atmosphärische Elektrizität (Bd. 30 der Sammlung: Die Wissenschaft). Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1909. 247 S.
- R. Süring, Kapitel: Luft- und Wolkenelektrizität in Hann, Meteorologie, 3. Aufl. Leipzig, Tauchnitz, 1914.
- A. Nippoldt, Kapitel: Erdelektrizität in Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik, 10. Aufl., Bd. 4, Buch 5. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1914.
- E. v. Schweidler und K. W. F. Kohlrausch, Kapitel: Atmosphärische Elektrizität in Graetz, Handbuch der Elektrizität, Bd. 3, S. 269. Stuttgart, Engelhorn, 1915. 82 S.
- K. Kähler, Luftelektrizität. Berlin und Leipzig, Vereinigte wissenschaftliche Verleger, Walter de Gruyter & Co. (Sammlung Göschen). 1. Aufl. 1913, 2. Aufl. 1921, 134 S.
- B. Chauveau, Électricité Atmosphérique, 3 Bände. Paris, Octave Doin, 1922 bis 1924. 576 S.
- E. Mathias, Traité d'Électricité Atmosphérique et Tellurique. Mitverfasser: J. Bosler, P. Loisel, R. Dongier, Ch. Maurain, G. Girousse, R. Mesny. Paris, Presses Universitaires de France, 1924, 580 S.

## 2. Werke über Spezialgebiete der Luftelektrizität.

- A. Gockel, Die Radioaktivität von Boden und Quellen (Sammlung Vieweg, Bd. 4), 1914, 110 S.
- Stefan Meyer und E. v. Schweidler, Die Radioaktivität. Leipzig, Teubner, 1916. (VII. Kapitel: Radioaktivität der Erde und Atmosphäre.)
- W. Kolhörster, Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre (Probleme der Kosmischen Physik V). Hamburg, Henri Grand, 1924. 72 S.
- K. Kähler, Die Elektrizität der Gewitter (Sammlung Borntraeger, Bd. 3). Berlin 1924. 148 S.
- Walter Brand, Der Kugelblitz. Hamburg, Henri Grand, 1923.
- A. Gockel, Das Gewitter. Berlin, F. Dümmler. 3. Aufl., 1925, 316 S.

# Namenverzeichnis.

(Die Ziffern bedeuten die Seitenzahlen.)

- Akiyama** 127.  
**Allen** 79.  
**Appleton** 162.  
— und **Barnett** 165.  
**Arrhenius** 153, 154.  
**Ashman** 92.
- Baker und Rice** 164.  
**Bauer, Fisk und Mauchly** 123.  
— und **Swann** 27, 85, 88, 123, 146, 147.  
**Beggerow** 57.  
**Běhounek** 122.  
**Bellia** 71.  
**Benndorf** 19, 20.  
**Bergwitz** 102, 108, 110, 111, 116, 125.  
**Birkeland** 126, 154.  
**Blackwood** 49.  
**Blanc** 65, 71, 72, 77, 78.  
**Boltwood** 63.  
**Bongards** 85, 86, 88, 98.  
**Bowen** 117.  
**Brandes** 69.  
**Branly** 54.  
**Breit** 166.  
**Brogie, de** 123.  
**Büchner** 65.  
**Budig** 32, 100.  
**Bumstead** 77.  
— und **Wheeler** 69.  
**Burbank** 77.  
**Bureau** 168.  
**Busse** 56.
- Chapman** 156.  
**Chauveau** 51.  
**Coulomb** 1, 2, 14, 15.  
**Curie** 81.
- Dadourian** 71, 77.  
**Daunderer** 128.  
**Deslandres** 127.  
**Devik** 111.  
**Dike** 84.  
**Dorno** 32, 41.  
**Downey** 119.
- Ebert** 34, 72, 91, 129, 131, 133.  
— und **Ewers** 69.  
— — **Kurz** 130 bis 132.  
**Ebler** 64.  
**Eccles** 159.  
**Endrös** 73.  
**Elster und Geitel** 2, 16, 53, 61, 62, 68, 75, 76, 101.  
**Eve** 80, 90, 112, 114, 143, 144.
- Fleming** 153 bis 156, 166, 168.  
**Fletcher** 64.  
**Fruth** 119.
- Galarotti** 57.  
**Gerdien** 21, 33, 43, 76, 80, 84.  
**Gockel** 32, 37, 41, 47, 49, 51, 52, 69, 77, 84, 99, 100, 102, 108, 114, 115 bis 118, 122, 131, 136.  
— und **Wulf** 99, 101.  
**Groot, de** 168.
- Harvey** 77.  
**Hauer** 111.  
**Heaviside** 33, 159.  
**Herrick** 122.  
**Hess** 84, 89, 102, 112, 114, 115, 116, 121, 124, 143, 145.
- Hess und Lawson** 143.  
— — **Kofler** 115.  
— — **Schmidt** 96.  
— — **v. Sensel** 41.  
**Hewlett** 24, 25, 26, 66.  
**Hirschi** 65.  
**Hoffmann, G.** 107, 110, 120, 123.  
**Hofmann, R.** 90.  
**Holmes** 65.  
**Holthusen** 64.  
**Huber** 41, 47.  
**Humphreys** 150, 152.
- Jaufmann** 77, 100.  
**Joly** 64 bis 66.  
— und **Smyth** 70, 72, 74.
- Kähler** 19, 20, 70, 73, 114.  
**Kennelly** 33, 159.  
**King** 113, 116.  
**Kingdon** 111.  
**Kinoshita, Nishikawa und Ono** 78, 79.  
**Kleinschmidt** 117.  
**Koerts** 167.  
**Kohlrausch** 45, 47, 84, 85, 136, 143.  
**Kolhörster** 102, 112, 115, 117, 118, 120, 122, 125, 126.  
**Kunsmann** 111.  
**Kurz** 27, 36, 77, 79, 84, 112, 143.
- Langevin** 6, 13, 47, 50, 137.  
— und **Moulin** 38, 49.  
— und **Rey** 111.  
**Larmor, Sir** 160.

- Le Monnier 2.  
 Lenard 50, 54, 55.  
 Linke 125.  
 Linss 1, 16.  
 Ludewig und Lorenser 71.  
  
**M**ache 43, 63, 66, 97.  
 — und Bamberger 65.  
 — — Rimmer 90, 136.  
 Mackell 37.  
 Marckgraf 32.  
 Marsden 117.  
 Matteucci 1.  
 Mauchly 85, 87, 146.  
 Mc Clelland und Kennedy 49.  
 Mc Clung 139.  
 Mc Lennan 101.  
 — und Burton 101.  
 — — Macallum 115.  
 — — Mc Leod 111, 123.  
 Mc Millan 169.  
 Meissner 166.  
 Mesny 157, 160.  
 Meyer, St. 126.  
 — und Schweidler 63, 81, 143.  
 Miethe und Lehmann 42.  
 Millikan 102, 117, 120 bis 122, 127.  
 — und Bowen 108.  
 Muñoz de Castillo 70.  
 Mysowski und Tuwim 120.  
  
**N**egro 100.  
 Nernst 127.  
 Nichols und Schelleng 162.  
 Nodon 126.  
 Nolan 50, 51, 138, 141.  
 — und Enright 50, 138.  
  
 Nolan, Boylan und de Sacy 50, 138, 142.  
 Nordmann 38.  
 Norinder 37.  
  
**O**berguggenberger 114.  
 Olujić 70, 90, 92, 131.  
 Otis 117.  
  
**P**acini 118.  
 Palazzo 123.  
 Patterson 111.  
 Pollock 7, 49, 51.  
 Power 138, 140.  
  
**R**amsauer 50.  
 Reger 100.  
 Reinartz 162.  
 Richardson 124.  
 Riecke 14, 15, 133.  
 Rouch 100.  
 Rutherford 90, 138.  
  
**S**alpeter 86, 87.  
 Sanderson 70, 72.  
 Sarasin und Tommasina 79.  
 Satterly 70, 91, 143.  
 Schenck 69, 79.  
 Schering 17, 18, 19.  
 Schindelbauer 158.  
 Schlenck 31, 32, 141.  
 Schmidt, H. W. 77.  
 Schrödinger 84, 89.  
 Schuster, Sir A. 135, 136, 156.  
 Schwalbe 57.  
 Schweidler 19, 21, 31, 37, 47, 93, 95, 113, 118, 120, 124, 126, 131, 138, 139, 140, 154.  
 — und Kohlrausch 143.  
 Seeliger 120, 125, 131.  
  
 Sella 78.  
 Simpson 41, 57, 129, 143.  
 — und Wright 111, 112, 123.  
 Smyth 70.  
 Störmer 154.  
 Strong 112.  
 Strutt (Lord Rayleigh) 65.  
 Swann 15, 19, 24, 25, 37, 38, 44, 54, 79, 84, 85, 87, 108, 119, 122, 126, 131, 156.  
 Swinne 124, 126.  
  
**T**aylor 162.  
 Taylor und Hulburt 157, 162, 164.  
 Thomson, J. J. 14, 15, 50, 54.  
 Tuve und Breit 165.  
  
**V**egard 154.  
 Villari 129.  
 Von dem Borne 69.  
  
**W**arburg 1.  
 Watson 157, 160.  
 Watt 168.  
 Wegener, A. 151.  
 Wellisch 5.  
 Wigand 33, 42, 92, 99, 125, 148.  
 — und Koppe 38.  
 Wilson, C. T. R. 99, 101, 168.  
 Wolfke 111.  
 Wright 101.  
 — und Smith 42, 70, 75, 91, 95, 98.  
 Wulf 101, 106, 113, 115.  
  
**Z**eleny 21, 47, 129.  
 Zlatarovič 93.

## Sachverzeichnis.

- A**ctinon (Actinium-Emanation) 58.  
Adsorption von Ionen 132.  
Aitkenschers Staubkernzähler 50.  
Alpha-Strahlen 60.  
Aspirationsmethoden (Theorie) 21.  
Atmosphärische Störungen (Radio) 167.  
Austinsche Formel 158.
- B**eta-Strahlen 60.  
Beweglichkeit der Ionen 4, 42.  
Bodenatmung 113, 128.  
Bodenluft 68.  
Bodenproben 62.
- C**arnegie-Fahrten 88.  
Clustertheorie der Ionen 6.  
Curie (Emanations-Einheit) 67.
- D**iaphragmenwirkung 131.  
Diffusion der Ionen 132.  
Drahtaktivierungsmethode (Elster-Geitel) 76.  
Durchdringende Strahlung 101 ff.
- E**bertschers Ionenzähler 34.  
„Elektronengas“ 151.  
„Eman“ (als Emanations-Einheit) 67.  
Emanationsgehalt der Luft 89 ff.  
Emanationshaushalt der Atmosphäre 95.  
Erdstrahlung 103, 112.  
Exhalation des Erdbodens 74.
- „Fading“-Effekt 167.  
Feldstörung durch Raumladungen 14.  
Fontaktometer 68.  
Freier Strom 10.
- G**amma-Strahlen 60.  
Gefäßstrahlung 103, 110.  
Geocoronium 151  
Gesteine 61.  
Große Ionen 47.
- H**alleyscher Komet 41.  
Hallwachs-Effekt 53.  
Heaviside-Schicht 33, 159.  
Heliokathodenstrahlen 126, 153.  
Hesssche Strahlung 102.  
Höhenstrahlung 103, 115 bis 128.  
H-Teilchen 153.
- I**nduktionen, radioaktive 75, 79.  
—, Theorie der Ablagerung der 81, 84.  
Interferenz elektrischer Wellen 165.  
Intermediäre Ionen 7, 49.  
Inversion (obere) 152.  
Ionen, Natur der 5 bis 7.  
— -beweglichkeit 42, 45.  
— -dichte 39, 40.  
— -erzeugung 7, 8.  
— -refraktion 159.  
— -stoß 12, 57.  
— -vernichtung 8, 134, 140.  
— -zählung 34.  
Ionisatoren (Übersicht) 52.  
Ionisierungsbilanz 142 bis 149.  
Ionisierungsstärke (Definition) 8.
- K**ennelly-(Heaviside)-Schicht 33, 159.  
Komplextheorie der Ionen 6.
- L**adung der Ionen 4, 50.  
Langevin-Ionen 47.  
Leitfähigkeit (Definition) 10.  
— (Resultate) 28 bis 29.  
— (Methoden) 19, 21, 28.  
Lenard-Effekt 54 bis 56.  
Lichtdruck 154.  
Luftstrahlung 103, 110.
- M**ache-Einheit 67.  
Meerwasser (Radioaktivität) 66.  
„Milligramm-Sekunde“ (Emanations-einheit) 67.  
Molionen 6.

- Niederschläge, Radioaktivität der** 99.
- Oberflächenstrahlung** 113.  
**Ohmscher Strom** 11.  
**Ozonschicht in der Stratosphäre** 152.
- Polarlicht** 154, 169.
- Quellwasser (Radioaktivität)** 68.
- Radioaktivität** 58.  
**Radon (Radiumemanation)** 58.  
**Raumladung, freie** 51.  
**Refraktion und Reflexion elektrischer Wellen** 159 bis 164.  
**Rekombination** 8, 134.  
**Reststrahlung** 103, 110.
- Sättigungsstrom** 12.  
**Scheringsche Drahtmethode** 19.  
**Sellasche Ausströmungsmethode** 78.  
**Störungen, atmosphärische** 167.
- Stoßionisation** 12, 57.  
**Stratosphäre** 150.  
**Strömungsmethode von Joly** 64.  
**Swannsche Korrektur** 25.
- Thoron (Thoriumemanation)** 58.  
**Troposphäre** 151.
- Ultra-Gamma-Strahlung** 127.  
**Ultraviolettwirkung** 53, 54, 156.  
**Ultra-X-Strahlung** 127.
- Verschwindungskonstante (Schweiders)** 140.
- Wasserfallelektrizität** 55.  
**Wiedervereinigung der Ionen** 8, 134.  
**Wulfscher Strahlungsapparat** 105.
- Zerfallsgesetz (Radioaktivität)** 59.  
**Zerstreuungsgesetz** 15.  
**Zerstreuungsmessung** 15.

*Neue und neueste Hefte der „Sammlung Vieweg“*

- Heft 31. Dr. Heinr. Faßbender: *Die technischen Grundlagen der Elektromedizin.* Mit 77 Abbildungen. M. 4,—.
- Heft 32/33. Prof. Rudolf Richter: *Elektrische Maschinen mit Wicklungen aus Aluminium, Zink und Eisen.* Mit 51 Abbildungen. M. 6,—.
- Heft 34. Obering. Carl Beckmann: *Haus- und Geschäfts-Telephonanlagen.* Mit 78 Abbildungen. M. 3,—.
- Heft 35. Dr. Aloys Müller: *Theorie der Gezeitenkräfte.* Mit 17 Abb. M. 3,—.
- Heft 36. Prof. Dr. W. Kummer: *Die Wahl der Stromart für größere elektrische Bahnen.* Mit 7 Abbildungen. M. 2,50.
- Heft 37. Dr. Reinhold Rieke: *Die Arbeitsmethoden der Silikatchemie.* 2. Auflage. Mit 4 Abbildungen. M. 3,50.
- Heft 38. Prof. Dr. A. Einstein: *Über die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie. (Gemeinverständlich.)* 14. Auflage. (61.–65.Tausend.) Mit 4 Fig. M. 3,—.
- Heft 39/40. Dr. Richard Grammel: *Die hydrodynamischen Grundlagen des Fluges.* Mit 83 Abbildungen. M. 5,—.
- Heft 41/42. Ingenieur Georg Duffing: *Erzwungene Schwingungen bei veränderlicher Eigenfrequenz und ihre technische Bedeutung.* Mit 23 Abbild. M. 4,75.
- Heft 43. Dr. Robert Schwarz: *Feuerteste und hochfeuerfeste Stoffe.* 2. vermehrte Auflage. Mit 10 Abbildungen. M. 2,—.
- Heft 44. Dr. Iwan Döry: *Einphasenbahnmotoren.* Mit 75 Abbildungen. M. 3,—.
- Heft 45. Prof. Dr. K. Fajans: *Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen.* 4. Auflage. Mit 11 Abb. u. 14 Tab. M. 5,—.
- Heft 46. Dr. Bruno Alexander-Katz: *Quarzglas und Quarzgut.* Mit 43 Abb. M. 2,50.
- Heft 47. Prof. Dr. G. Berndt: *Radioaktive Leuchtfarben.* Mit 28 Abbildungen im Text und auf 1 Lichtdrucktafel. M. 4,—.
- Heft 48. Dr. R. Fürth: *Schwankungerscheinungen in der Physik.* Mit 5 Abb. M. 3,50.
- Heft 49. Dr. Hans Georg Möller: *Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen.* 2. vollständig umgearbeitete Auflage. Mit 208 Textabbildungen und einer Tafel. M. 7,50.
- Heft 50. Prof. Dr. C. Dorno: *Klimatologie im Dienste der Medizin.* Mit 11 Abbildungen. M. 3,—.
- Heft 51. Prof. Dr. C. Isenkrahe: *Zur Elementaranalyse der Relativitätstheorie.* M. 4,50.
- Heft 52. Dr.-Ing. Max Moeller: *Das Ozon. Eine physikalisch-chemische Einzeldarstellung.* Mit 32 Textfiguren. M. 6,—.
- Heft 53. Dr. V. Geilen: *Mathematik und Baukunst als Grundlagen abendländischer Kultur. — Wiedergeburt der Mathematik aus dem Geiste Kants.* M. 3,—.
- Heft 54. Dr. H. Heinrich Franck: *Die Verwertung von synthetischen Fettsäureestern als Kunstspeisefette in wirtschaftlicher, physiologischer und technischer Beziehung.* Mit 3 Abbildungen. M. 3,25.
- Heft 55. Dr. Alfred Wegener: *Die Entstehung der Mondkrater.* Mit 9 Abbild. im Text und auf 3 Tafeln. M. 2,25.
- Heft 56. N. Bohr: *Drei Aufsätze über Spektren und Atombau.* 2. Aufl. Mit 13 Abbildungen. M. 5,—.
- Heft 57. Prof. Dr. Hans Cloos: *Der Mechanismus tiefvulkanischer Vorgänge.* Mit 24 Zeichnungen und einer Karte. M. 4,—.
- Heft 58. Walther Gerlach: *Die experimentellen Grundlagen der Quantentheorie.* Mit 43 Abbildungen.