

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 6 (1933)  
**Heft:** IV

**Vereinsnachrichten:** Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

**Autor:** [s.n.]

#### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 02.02.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

**Bericht über die Tagung  
der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft**

in Luzern, am 6. Mai 1933.

Präsident: Prof. Dr. P. SCHERRER (Zürich).

Vizepräsident: Prof. Dr. A. PERRIER (Lausanne).

Sekretär: Dr. G. HERZOG (Zürich).

---

*Geschäftlicher Teil.*

Bericht und Rechnungsablegung für das Geschäftsjahr 1932/33 werden genehmigt.

In die S. P. G. werden als ordentliche Mitglieder aufgenommen:

Eidgenössisches Amt für Mass und Gewicht (Bern);

Dr. F. Bloch (Zürich);

M. Feinstein (Zürich);

H. Staub (Zürich);

A. Leemann (Zürich);

R. Wyss (Bern).

Die nächste Sitzung findet am 2. September in Altdorf statt.

---

*Wissenschaftlicher Teil.*

**Magnetorotation bei nichtadiabatischer Änderung des Magnetfeldes**

von EGON BRETSCHER und WALTER DECK (Zürich E. T. H.)

Es soll das Verhalten der Magnetorotation bei schnell veränderlichem Magnetfeld  $H = H_0 \cos nt$  untersucht werden. Dabei können zwei Fragen gestellt werden:

1. Folgt die Magnetorotation dem Magnetfeld auch bei hohen Frequenzen, wenn  $n > \Omega_L$  aber  $n < \omega_k$  ( $\Omega_L$  = Larmorfrequenz,  $\omega$  Frequenz des Lichtes) ?

2. Behält die Magnetorotation ihre Grösse oder ändert sie sich, wenn die Grösse der Feldfrequenz  $n$  vergleichbar wird mit der Multiplett-, Hyperfeinstrukturaufspaltung oder Dämpfungsbreite und die einfallende Frequenz in unmittelbarer Nähe der Absorptionsstelle liegt ?

\*

Zur Entscheidung der Frage, ob die magnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes „Trägheit“ besitzt, kann die klassische Theorie herangezogen werden. Es soll nur vorausgesetzt werden, dass die Frequenz  $\omega$  des einfallenden Lichtes verschieden von einer Eigenfrequenz  $\omega_k$  des Atomes sei, und zwar  $|\omega_k - \omega| \gg 0_L$ . Dann kann man die Drehung  $\alpha$  durch eine Störungsrechnung unter Vernachlässigung der Dämpfung berechnen und erhält:

$$\alpha = \frac{2\pi\varepsilon^2 0_L \cos nt \cdot l \omega^2}{m c n_0} \cdot \sum \frac{N_k}{(\omega_k^2 - \omega^2)} \left[ \frac{1}{\omega_k^2 - (\omega + n)^2} + \frac{1}{\omega_k^2 - (\omega - n)^2} \right].$$

Man sieht: a)  $\alpha$  folgt dem Magnetfeld ohne Phasenverschiebung. Es gibt kein „time lag“ (ALLISON u. Mitarbeiter, Phys. Rev. 29, 161, 30, 66); b) statt je einer Resonanzstelle finden wir deren drei:  $\omega_k$ ,  $\omega_k + n$ ,  $\omega_k - n$ , die jedoch wegen der Voraussetzung  $\omega_k > n$  die Amplitude der Drehung innerhalb der Beobachtungsmöglichkeit nicht ändern; c) für  $n = 0$  geht diese Relation in die gewöhnliche Dispersionsformel für die magnetische Drehung bei zeitlich konstantem Feld über.

Zur experimentellen Prüfung des Verhaltens der Magneto-rotation im Hochfrequenzmagnetfelde wurde folgendermassen vorgegangen:

Weisses Licht einer Bogenlampe<sup>1)</sup> wurde durch ein Prisma zerlegt und die Wellenlängen der Umgebung der *D*-Linien verwendet. Nach Polarisation mit einem Glan-Prisma passierte es ein Gefäss mit Na-Dampf, das in einem elektrischen Ofen auf eine bestimmte Temperatur erhitzt wurde und verliess die Apparatur durch einen zum Polarisator senkrecht gestellten Analysator. Das Na-Dampfgefäß war von einer einlagigen Cu-Spule von wenigen Windungen umgeben. Diese bildete Bestandteil eines Schwingungskreises, der neben einem Drehkondensator und Ankopplungsspule ein Hochfrequenzampèremeter enthielt. Ein Röhrengenerator für Hochfrequenz regte den Schwingungskreis an.

---

<sup>1)</sup> Die Nützlichkeit der Zerlegung des verwendeten Lichtes verdanken wir dem brieflichen Hinweis von Herrn Dr. W. SCHÜTZ (und Zs. Ph. 38, 864). Wir haben die Magneto-rotation neuerdings mit einer druckverbreiterten Na-dampflampe als Lichtquelle bis zur kleinen Feldstärke von  $1/10$  Gauss deutlich beobachten können. Das für das Na-Rohr verwendete Na feste Glas war uns teils durch Vermittlung von Herrn Prof. PIRANI von der Osramgesellschaft, teils von den Philips-Werken, Eindhoven, zur Verfügung gestellt worden, wofür wir hier bestens danken möchten.

Durch variable Ankopplung wurde die Stromstärke im Schwingungskreis verändert. Die Spule konnte auch mit 50-periodigem Wechselstrom beschickt werden, der stets auf die Stromstärke des Hochfrequenzstromes eingestellt wurde.

Wird Strom durch die Spule geschickt, so bewirkt dessen Magnetfeld eine Drehung der Polarisationsebene des Lichtes, die eine Aufhellung des Gesichtsfeldes zur Folge hat, deren Intensität den Integraleffekt aller an der Drehung beteiligten Wellenlängen darstellt. Wir haben nun diese Aufhellung für eine Reihe von Frequenzen  $n$  mit dem Effekt für  $n = 50$  und konstante Stromamplitude verglichen.

Nachstehend sei aus vielen Beobachtungsreihen eine herausgegriffen:

$n \cdot 10^{-6}$	$50 \cdot 10^{-6}$	0,39	0,55	0,84	1,15	1,67
$\frac{n}{0_L}$	$7,5 \cdot 10^{-5}$	0,60	0,84	1,28	1,77	2,56
$n$		2,60	3,76	4,30	5,00	8,85
$\frac{n}{0_L}$		4,00	3,75	6,58	7,68	13,5

Die erste Zeile gibt die Frequenz  $n$  des Magnetfeldes, die zweite das Verhältnis  $\frac{n}{0_L}$  Magnetfeldfrequenz zu Larmorfrequenz an. Die zum Magnetfeld gehörige Larmorfrequenz betrug bei diesen Versuchen stets  $0_L = 0,65 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ . Der Versuch wurde bei einer Temperatur von  $240^\circ$  des Na-Dampfes, einer Hochfrequenzstromstärke von  $0,2 \text{ A}$  und einer Magnetfeldamplitude von  $0,46 \text{ Gauss}$  ausgeführt. Wir beobachteten, dass der Integraleffekt konstant blieb, auch dann, wenn die Magnetfeldfrequenz die Larmorfrequenz um den Faktor 13,5 überstieg, soweit unsere nur visuell ausgeführten Beobachtungen zureichend sind. Genaue quantitative Messungen hoffen wir bald ausführen zu können.

### Eine Methode zum Nachweis metastabiler Atome

von A. BÜHL (Zürich E. T. H.).

Man kann bekanntlich Atomstrahlen von Kalium dadurch quantitativ nachweisen, dass man die Atome auf einen schwach glühenden Wolframdraht auftreffen lässt, der sich in der Achse einer zylinderförmigen Gegenelektrode befindet und gegen diesen

Zylinder ein positives Potential von etwa 20 Volt hat. Da nämlich die Ionisierungsarbeit  $J$  des Kaliums 4,1 Volt beträgt, die Elektronenaustrittsarbeit  $\varphi$  aus der Wolframoberfläche jedoch 4,5 Volt, so wird die Wahrscheinlichkeit für das Wiederabdampfen des neutralen Kaliumatoms von der Drahtoberfläche sehr klein gegenüber der Wahrscheinlichkeit, dass das K-Atom als positives Ion den Draht verlässt, gemäss der Beziehung

$$\frac{W^+}{W^0} = e^{-\frac{\epsilon(J-\varphi)}{kT}}.$$

Für  $T = 1600^0$  abs. und  $J, \varphi$  in Volt nimmt die Gleichung die Form an

$$\frac{W^+}{W^0} = e^{-7,3(J-\varphi)}.$$

Die Methode ist also bei reinem Wolframdraht ( $\varphi = 4,5$  Volt) nur brauchbar für den Nachweis von Atomen mit kleinerer Ionisierungsspannung als 4,5 Volt. Beim Aktivieren des Wolframdrähtes mit Sauerstoff ( $\varphi = 5,4$  Volt) kommt man entsprechend weiter. Quecksilberatome ( $\varphi = 10,4$  Volt) sind demnach nichtzählbar.

Der neue Gedanke zur Zählung metastabiler Hg-Atome besteht nun darin, dass das metastabile Hg-Atom bereits so weit angeregt ist, dass zur völligen Lostrennung des Elektrons nicht mehr die ganze Ionisierungsarbeit zu leisten ist, sondern nur noch ein Rest, der für den  ${}^3P_0$ -Zustand 5,74 Volt, für den  ${}^3P_2$ -Zustand sogar nur noch 4,95 Volt beträgt. Die Atome im  ${}^3P_2$ -Zustand sollten also mit sauerstoffbeladenem Wolfram nachweisbar sein.

Zur Ausführung des Versuchs wurde ein Hg-Atomstrahl durch Elektronenstoss ionisiert, so dass in ihm metastabile Atome entstehen. Der Hg-Strahl tritt dann durch einen Schlitz in einen Metallzylinder, in dessen Achse ein Wolframdraht ausgespannt ist. Der Metallzylinder steht mit einem Einfadenelektrometer in Verbindung, das zur direkten Strommessung mit einem Ableitwiderstand versehen ist. Die Ofentemperatur wird mit einem Thermoelement kontrolliert, die Temperatur des Wolframdrähtes mit einem Pyrometer.

1. Versuch: Ohne Ionisierung bleibt das Elektrometer in Ruhe, auch wenn zwischen dem glühenden Draht und dem Aufangzyylinder eine Spannung von + 20 Volt angelegt wird.

2. Versuch: Mit Ionisierung ist ein kleiner Elektrometerauschlag von etwa 3 Skalenteilen vorhanden. Wahrscheinlich gelangen trotz der Abschirmung einige Elektronen und negative Ionen in den Zylinder. Es wäre auch möglich, dass vorhandene metastabile Atome am Nickelzylinder Elektronen auslösen. Dass es sich nicht um einen Vorgang am Glühdraht handelt, erkennt man daran, dass dieser „Nullstrom“ auch bei kaltem Wolframdraht gleich stark bleibt.

3. Versuch: Nun wird bei kaltem Wolframdraht etwas Sauerstoff in die Apparatur eingelassen und dann wieder gut evakuiert, der Wolframdraht ist dann mit dem Gas aktiviert und die Austrittsarbeit steigt von 4,5 Volt auf weit über 5 Volt. Glüht man nun bei  $1500^{\circ}$  und wiederholt den Versuch 2, so erhält man einen Strom von etwa 15 Skalenteilen. Dieser Strom bleibt ziemlich konstant während mehrerer Minuten. Dann sinkt er allmählich auf den früheren Wert von 3 bis 4 Skalenteilen. Offenbar sind also anfänglich metastabile Hg-Atome vom aktivierte Draht als positive Ionen zum Zylinder gegangen. Das Absinken erklärt sich durch allmählichen Sauerstoffverlust des Drahtes.

4. Versuch: Wiederholt man Versuch 3 und heizt plötzlich den Draht etwas stärker ( $1600^{\circ}$ ), so verschwindet der Strom sofort. Der Sauerstoff ist plötzlich vom Draht abgegeben worden.

5. Versuch: In mehreren Fällen konnte bei frischaktiviertem Draht ein Absinken des Stromes in zwei Stufen beobachtet werden: erst zwei Minuten lang 35 Skalenteile, dann innerhalb von 1 bis 3 Minuten Verminderung auf 15 bis 20 Skalenteile, dann später nach 10 bis 20 Minuten gänzliches Verschwinden des Stromes bis auf den „Nullstrom“. Wahrscheinlich war zuerst infolge besonders günstiger Aktivierung die Austrittsarbeit grösser als 5,7 Volt, so dass auch metastabile Atome vom  ${}^3P_0$ -Zustand gemessen wurden. Später wirkten nur noch die Atome der  ${}^3P_2$ -Stufe.

Die 35 Skalenteile entsprechen etwa  $3 \cdot 10^{-12}$  Ampère oder  $2 \cdot 10^7$  Ionen/sec. Um die Ausbeute an metastabilen Atomen zu bestimmen, müsste die Zahl aller den Draht treffenden Atome bekannt sein. Aus den geometrischen Strahlverhältnissen und dem Dampfdruck im Ofen (0,01 mm Hg) würde hierfür  $6 \cdot 10^{11}$  Atome/sec. folgen. Jedes 30,000<sup>ste</sup> Atom wäre dann metastabil. Da aber ein grosser Teil der ursprünglichen Hg-Atome im Ionisierungsraum aus dem Strahl als Ionen ausscheidet, ist das nur eine untere Grenze. Genauere Untersuchungen über die Ausbeute sollen nun folgen.

**Anomale Dispersion der Dielektrizitätskonstanten von Seignettesalz**

von G. BUSCH und P. SCHERRER (Zürich E. T. H.).

Bei der Untersuchung der Dielektrizitätskonstanten (DK) von Seignettesalz als Funktion der Frequenz fanden FRAYNE 1923 und ERRERA 1931 einen ausgeprägten anomalen Verlauf im Gebiete elektrischer Wellen von einigen 1000 Metern Wellenlänge. Da Seignettesalz stark piezoelektrisch ist, vermuteten wir, dass die anomale Dispersion hier nicht irgendeine Moleküleigenschaft darstellt, sondern so zustande kommt, dass die bei der Messung verwendeten Kristallplatten zu Schwingungen angeregt werden, deren Intensität um so grösser ist, je mehr sich die Frequenz des Wechselfeldes der mechanischen Eigenfrequenz des Kristalles nähert, d. h. dass es sich um *piezoelektrische Resonanz* handelt. Wenn diese Annahme richtig ist, dann muss die Resonanzfrequenz eine Funktion der geometrischen Abmessungen der Kristallplatten sein. Zur Prüfung dieser Frage wurden DK-Messungen bei veränderlicher Frequenz ( $10^4$  bis  $5 \cdot 10^5$  Hertz) und bei verschiedenen Temperaturen ( $6^\circ$ — $36^\circ$  Cels.) an Seignettensalzplatten vorgenommen, deren Dimensionen sukzessive verändert wurden. Alle Flächen der Kristalle waren senkrecht zu den kristallographischen Achsen geschliffen; das Feld hatte die Richtung der  $a$ -Achse. Den aufgenommenen Dispersionskurven wurde die Resonanzfrequenz, bzw. -wellenlänge entnommen und zweierlei festgestellt:

1. Die Resonanzwellenlänge verschiebt sich mit zunehmenden Dimensionen des Kristalles nach grösseren Werten, mit abnehmenden nach kleineren, d. h. im Sinne elastischer Schwingungen.

2. Die Resonanzwellenlänge an ein und demselben Kristall ist stark temperaturabhängig; sie zeigt, wie auch die DK selbst, bei  $22^\circ$  Cels. ein ausgeprägtes Maximum. Bei derselben Temperatur sind auch die piezoelektrischen Schwingungen von maximaler Intensität.

Die Apparatur, im Prinzip eine Nernst'sche Kapazitätsmessbrücke, enthält als Besonderheit einen elektrolytischen Widerstand, welcher zur Kompensation der im Messzweig auftretenden Phasenverschiebungen dient und der sich kontinuierlich und reproduzierbar zwischen ca.  $5 \cdot 10^3$  und  $10^6$  Ohm variiieren lässt.

**Absolutmessung der Streuung von Cu-K-Strahlung an Argon**

von G. HERZOG (Zürich, E. T. H.)

(Erscheint demnächst ausführlich.)

**Rasche Messungen von Sondencharakteristiken einer Gasentladung  
mittelst Oszillographenröhre**

von J. DÜRRWANG und M. WEHRLI (Basel).

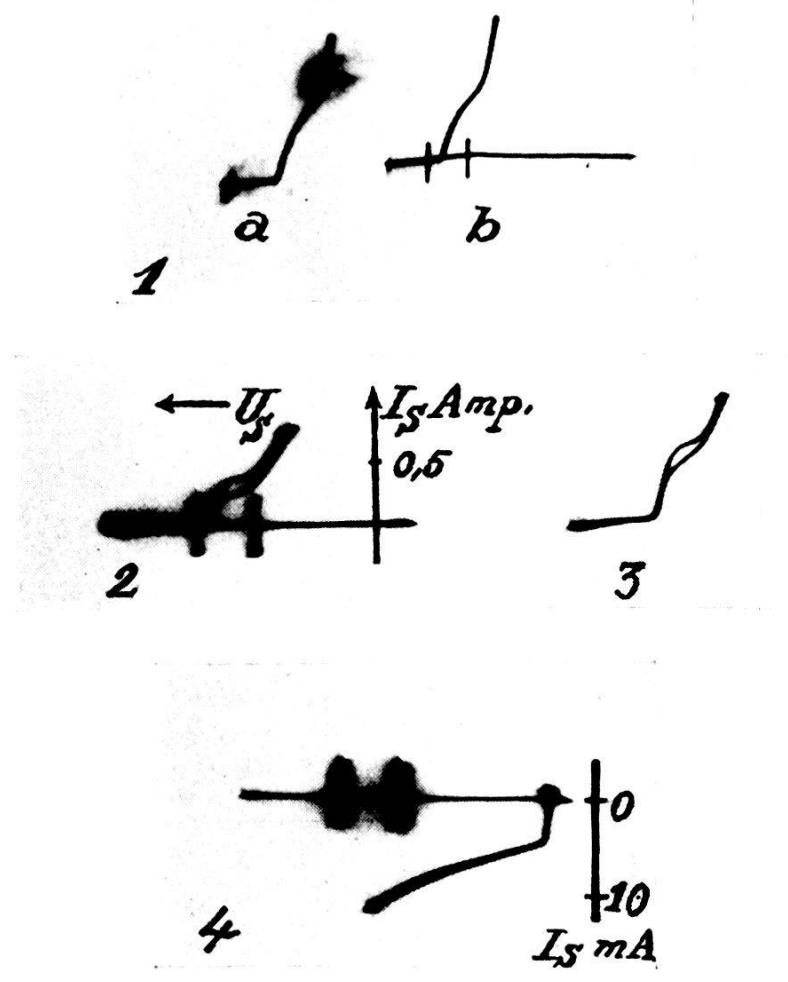
Gemäss I. LANGMUIR lassen sich aus Sondencharakteristiken, d. h. Strom-Spannungskurven einer Sonde, welche in eine Entladung getaucht wird, Raumpotentiale, Elektronen- und Ionenstromdichten bestimmen. Mittelst statischer Messungen gelang es beim sehr stabilen Wolfram-Stickstoffbogen bis zu Betriebstromstärken von 0,5 Amp. vorzudringen. Wegen Kathodenersteräubung und starker Erwärmung des Füllgases ist es aber bei dieser Methode unmöglich, wesentlich höhere Stromstärken anzuwenden. — Im Gegensatz dazu gelingt es mit einer Oszillographenröhre, selbst bei einer Stromstärke im Hauptstromkreis von 5 Amp. und im offenen Lichtbogen Sondencharakteristiken zu messen.

Die Sonde erhält z. B. gegen Anode ein zeitlich rasch wechselndes Potential, das sich aus einer Ruhespannung  $U_{so}$  und einer annähernd sinusförmigen Wechselspannung der Frequenz  $n$  zusammensetzt. Die Sondenspannung und ein über dem Widerstand  $R_a$  abgegriffener, dem Sondenstrom proportionaler Spannungsabfall lenken den Strahl des Oszillographen in zwei senkrecht zueinander stehenden Richtungen ab. Es erscheint demnach die gesuchte Charakteristik direkt als stehender Kurvenzug auf den Fluoreszenzschild gezeichnet. — Wie sich zeigen lässt, ist bei dieser Methode die Stromempfindlichkeit je nach Frequenz der Wechselspannung begrenzt. Es möge der zwischen den Ablenkplatten gemessene Wechselstromwiderstand  $R_i$  bezeichnet werden. Die Messfehler bleiben dann nur so lange hinreichend klein, als  $R_i$  gross ist, verglichen mit dem im Sondenkreis eingeschalteten Widerstand  $R_a$ . Praktisch lassen sich darum mit einer Oszillographenröhre (System Ardenne) wohl in der Bogen-, nicht aber ohne weiteres auch in der Glimm-Entladung Sondencharakteristiken messen. Bei Kurven, die mit der Frequenz 50 Hertz aufgenommen worden sind, lässt sich bei uns im Extremfall eine Stromdifferenz von 0,05 mA eben noch erkennen.

Da auf diese Weise dynamisch gemessen wird, frägt es sich, unter welchen Vorbedingungen statische und dynamische Charakteristik noch übereinstimmen. — Im Wolfram-Stickstoffbogen ist das z. B. sicher im Druckintervall 50—150 mm Hg der Fall, wenn sich die Sonde genau in der Axe befindet, und sofern die Frequenz der Wechselspannung 1000 Hertz unterschreitet. In der Figur lassen die Kurven 1a, 1b erkennen, dass bei 125 mm Druck, einer Bogenlänge von 5 mm und einem Abstand Sonde-

Kathode von 3 mm die dynamische Charakteristik für  $n = 50$  Hertz (1b) genau mit der statischen übereinstimmt: In Kurve 1a ist der Leuchtpunkt des Oszillographen, als der Sonde nachträglich statisch verschiedene Spannungen erteilt wurden, genau dem Verlauf der dynamischen Charakteristik gefolgt.

Abweichungen von der statischen Kennlinie treten um so eher auf, je höher die Frequenz ist und je weiter die Sonde aus der Axe entfernt wird. Die Kurven zeigen dann als Hauptmerkmal eine hysteresisartige Schleife, die im Uhrzeigersinn durchlaufen wird (eine entsprechende Schleife ist auch an den Kurven 2,3 der Figur sichtbar). — Diese Erscheinung tritt um so deutlicher



Sondencharakteristiken.

Frequenzeinfluss beim Wolfram-Stickstoffbogen:

1a: 0 und 50 Hertz übereinander

1b: 50 Hertz allein.

Kohlebogen:

2: Betriebsstromstärke 3 Amp. (Elektronenstromdichte)

3: 5 Amp. do.

4: 5 Amp. (Ionenstromdichte).

hervor, je mehr der Sonde auch Spannungen erteilt werden, die positiver als das Raumpotential sind. Es liegt darum nahe, die Ursache der Schleifenbildung in der Entstehung eines Anodenfalls an der Sonde zu suchen. — Eine Abweichung der dynamischen Charakteristik im Ionenstromteil lässt sich als thermischer Effekt deuten.

Nach derselben Methode werden in 0,1 sec Sondencharakteristiken im offenen Kohle- und Metallbogen aufgenommen. Es ergibt sich dabei qualitativ der gleiche Kurvenverlauf wie bei den Messungen im Wolfram-Stickstoffbogen. Beim Kohlebogen gelingt es bei Verwendung einer Kohlesonde bis zu Stromstärken von 5 Amp. im Hauptstromkreis, sowohl im Elektronen- als auch im Ionenstromteil der Charakteristik zu messen (vergl. Kurven 2, 3 und 4). — Aus Kurve 3 und 4 wurden für den Dichtekohlebogen bei einer Stromstärke von 5 Amp. und einer Bogenlänge von 15 mm mittlere Elektronen- und Ionen-Stromdichten berechnet. Die Elektronenstromdichte wird im Mittel in 3 mm Entfernung von der Anode zu  $2 \text{ Amp./cm}^2$  gefunden und unter denselben Vorbedingungen beträgt die mittlere Ionenstromdichte  $0,02 \text{ Amp./cm}^2$ .

---

### Ein direkt zeigendes Radiumdosimeter mit Wechselstromanschlussgerät

von G. HERZOG (Zürich, E. T. H.).

Für die Zwecke der Radiumstiftung Zürich sollte ein Instrument gebaut werden, um die zahlreichen Radiumpräparate dieser Institution in einfacher Weise nachprüfen zu können. Es wurde verlangt, dass das Instrument einfach zu bedienen ist, möglichst keine Wartung benötigt und jederzeit betriebsbereit ist.

Die Messung der Stärke von Radiumpräparaten erfolgt durch eine Intensitätsmessung der ausgesandten  $\gamma$ -Strahlung. Dazu misst man die Stärke des Ionisationsstromes, welchen die  $\gamma$ -Strahlen in einer *Ionisationskammer* erzeugen. Bei geeigneter Betriebsweise der Kammer (Sättigung) kann man erreichen, dass der ausgelöste Ionisationsstrom der Intensität der  $\gamma$ -Strahlung direkt proportional ist. Das Problem der Messung der Präparatstärken verschiebt sich damit auf eine exakte Messung von *Ionisationsströmen*.

Ein Milligramm Radium erzeugt in 20 cm Distanz von einer Grossvolumen-Ionisationskammer einen Strom von etwa  $0,5 \cdot 10^{-12}$  Amp. Die medizinisch verwendeten Präparate haben Stärken von

1 bis 20 mg, so dass also Ionisationsströme von  $0,5 \cdot 10^{-12}$  bis  $10^{-11}$  Amp. zu messen sind.

Solch kleine Ströme werden bisher allgemein mit *Elektrometern* gemessen. Aus Gründen der Betriebssicherheit und Einfachheit der Bedienung musste aber von der Verwendung eines Elektrometers als Stromanzeiger abgesehen werden. Für einen ungeübten Beobachter (z. B. eine Krankenschwester) bietet die Ablesung eines Elektrometers mit Fernrohr und Stoppuhr Schwierigkeiten.

In der modernen *Elektrometerröhre* findet man nun aber ein Instrument, welches das Elektrometer für die vorliegenden Zwecke vollständig ersetzen kann. Wie schon der Name sagt, verbindet eine Elektrometerröhre die Eigenschaften eines Elektrometers mit denjenigen einer Verstärkerröhre. Die Elektrometerröhre besitzt eine *äusserst hohe Gitterisolation* von  $10^{14}$  bis  $10^{15}$  Ohm. Erst durch diese hohe Gitterisolation ist es möglich, nach dem Prinzip der Widerstandsverstärkung, die kleinen Ionisationsströme zu messen.

Man leitet zu diesem Zwecke den Ionisationsstrom  $J$  über einen hochohmigen Widerstand  $R$  (etwa  $10^{11}$  Ohm). Die am Widerstand entstehende Spannungsänderung  $\Delta V = JR$  steuert das Gitter der Verstärkerröhre und ändert so den Anodenstrom der Röhre. Dem an der Kathode liegenden Ende von  $R$  gibt man eine Vorspannungänderung, die gleich  $-\Delta V$  ist. Damit kommt das Gitter wieder auf das ursprüngliche Potential, was daran zu erkennen ist, dass das Anodenstromampèremeter den ursprünglichen Betrag zeigt. Ein *Voltmeter* misst die notwendige Vorspannung  $-\Delta V$  am Widerstand und gibt damit direkt die *Stärke der  $\gamma$ -Strahlung in einem linearen Maßstab* an.

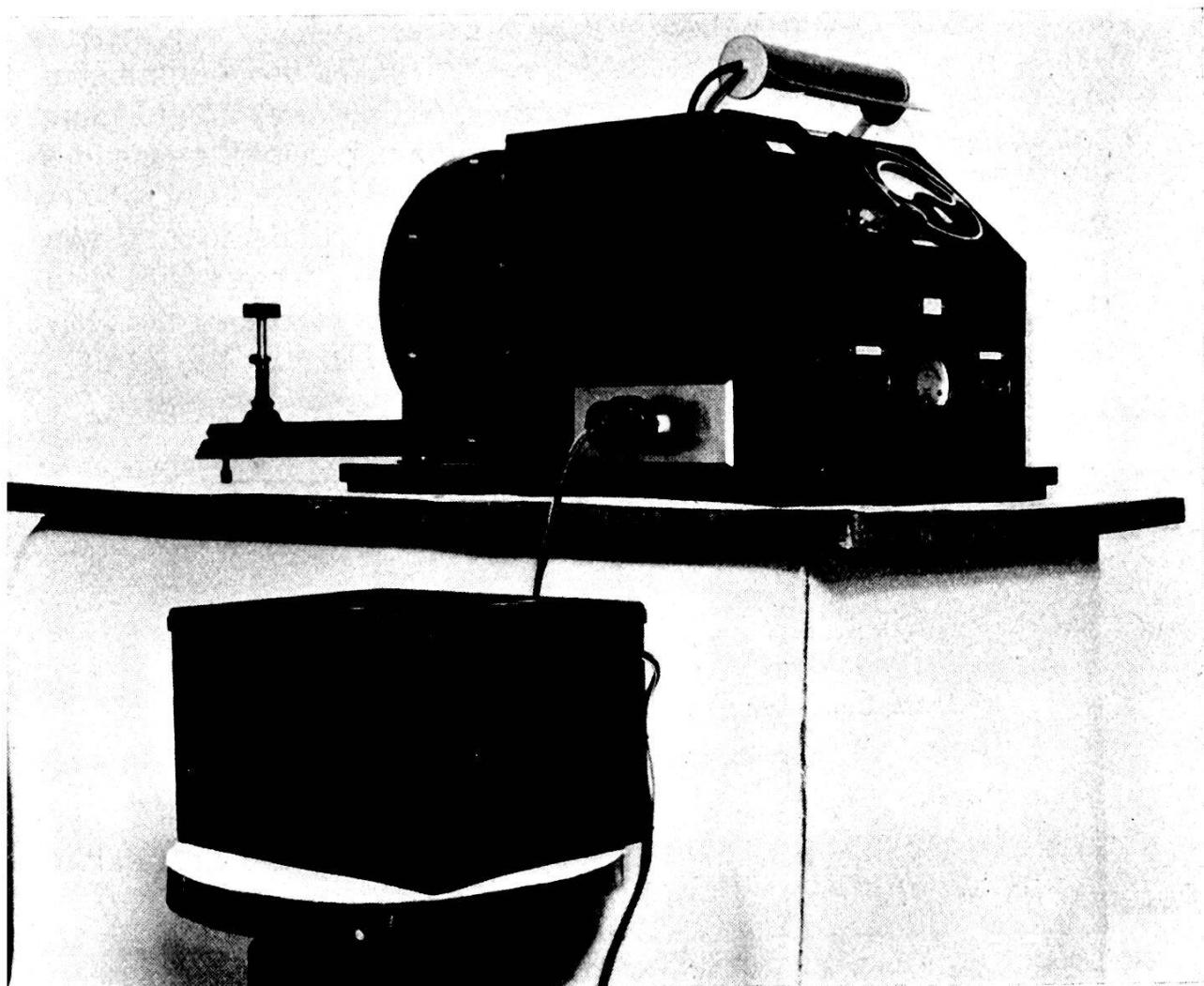
Das Instrument wird mit einem Präparat bekannter Stärke geeicht. Durch einen Shunt am Voltmeter wird dessen Empfindlichkeit so geregelt, dass sein Ausschlag direkt die Präparatstärke in mg Radium anzeigt.

Der normale Anodenstrom wird im Ampèremeter durch einen Gegenstrom zu Null kompensiert. Es ist leicht einzusehen, dass man mit dieser Anordnung vorhandene Fremdstrahlung (Nullstrahlung) herauskompensieren kann. Das Voltmeter zeigt also wirklich nur die  $\gamma$ -Strahlungsintensität an, welche dem zu messenden Präparat zukommt.

Alle Spannungen für die Verstärkerröhren, für die Kompen-sationen und die Ionisationskammer werden von einem *Netzanschlussgerät* geliefert. Dieses ist mit Hinsicht auf die Messung

der kleinen Ströme so gebaut, dass es äusserst konstante Spannungen liefert. Auch bei beträchtlichen Schwankungen der Wechselstromnetzspannung kann durch Verwendung von Glimmlicht-Stabilisatorröhren ausreichende Konstanz für den Betrieb erreicht werden.

Die ganze Apparatur (siehe die Abb.) ist in einen Kasten eingebaut, dessen eine Wand die Instrumente und Regulierwider-



stände trägt. Die Präparate werden auf einen Träger gelegt, welcher auf einer Dreikantschiene in einem bestimmten Abstand von der Ionisationskammer befestigt werden kann. Die Empfindlichkeit des Instrumentes lässt sich durch Änderung dieser Distanz in weiten Grenzen regulieren. Das Netzanschlussgerät befindet sich in einem besonderen Kasten. Das Instrument wird durch einen einzigen Schalter betriebsfertig eingeschaltet.

**Konstant arbeitender Gleichstromverstärker**

von H. KÖNIG (Bern, Eidg. Amt für Mass und Gewicht).

Die Verstärkung kleiner langsam veränderlicher Spannungen erfolgt mittelst Gleichstromverstärker (direkt gekoppelter Verstärker). Wegen der direkten Abhängigkeit der Angaben eines solchen Verstärkers von den Spannungsquellen macht sich das Absinken, namentlich der Anodenspannung, ausserordentlich störend bemerkbar. Wie in einer in dieser Zeitschrift vor kurzem erschienenen Arbeit näher gezeigt ist, kann man durch eine geeignete Schaltung den Verstärker vom Absinken der Spannungen aller Quellen (Anoden-, Gitter- und Heizbatterie) unabhängig machen, indem ein Bruchteil der Schwankung dem Eingang des Verstärkers direkt zugeführt wird. Durch geeignete Auswahl der Röhren, sorgfältigen Aufbau, insbesondere durch Benutzung von Drahtwiderständen an Stellen, wo das Rauschen der gewöhnlichen Hochohm(kohle)widerstände stört, wird erreicht, dass die restlichen Schwankungen bei kurzgeschlossenem Eingang nur etwa

6  $\mu V_{\text{eff}}$  für den Tonfrequenzbereich,  
 3  $\mu V$  für Messintervalle von 1 sec,  
 1  $\mu V$  für Messintervalle von 10 sec und  
 0,1  $\mu V$  für Messintervalle von mehreren Minuten

betrugen.

**Paramagnétisme du Co<sup>++</sup> en solution très diluées**

par R. MERCIER (Zürich E. T. H.)

La théorie de la susceptibilité paramagnétique élaborée par VAN VLECK<sup>1)</sup> sur les bases de la mécanique matricielle rétablit pour les gaz la validité de la formule de Langevin

$$\chi = -\frac{N \mu^2}{3 k T}$$

où  $\chi$  est le coefficient d'aimantation spécifique de la substance,  $N$  le nombre d'atomes par gramme,  $k$  la constante de Boltzmann et  $\mu$  le moment magnétique moyen de l'atome.

Mais le moment atomique n'est plus propriété intrinsèque de l'atome, mais bien le résultat d'une double statistique étendue au temps et à tous les individus observés; ce moment moyen peut être variable avec la température.

<sup>1)</sup> VAN VLECK, Phys. Rev. **29**, p. 727 (1927); **31**, p. 587 (1928).

Un exemple devenu classique est celui du gaz *NO* dont la théorie, donnée aussi par VAN VLECK, a été si bien confirmée par les mesures de AHARONI et SCHERRER<sup>1)</sup>, STOESSEL<sup>2)</sup> et BITTER<sup>3)</sup>.

La variation observée du moment  $\bar{\mu}$  avec la température est entièrement expliquée par l'existence des deux niveaux fondamentaux dont l'un diamagnétique est pratiquement seul existant à très basse température, tandis que l'autre, paramagnétique, ne peut être occupé que lorsque l'agitation thermique devient notable.

Les sels paramagnétiques en solutions même fortement dilués, ne peuvent malheureusement pas être assimilés à des gaz quant à leur susceptibilité.

En effet, dans ce cas l'interaction entre ions de même nature (champ moléculaire) est pratiquement nulle, mais celle entre molécules du solvant et les ions jouent un très grand rôle et elle est certainement cause des fortes divergences existant entre le paramagnétisme observé et celui prévu par HUND, LAPORTE ou VAN VLECK.

Nous avons étudié<sup>4)</sup> en fonction de la température et du titre, le coefficient d'aimantation de l'ion  $\text{Co}^{++}$  provenant de solution du  $\text{CoCl}_2 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$  dans le méthanol.

La méthode utilisée fut la suivante: Une éprouvette de quartz de forme prismatique, remplie de solution et baignant dans le solvant, était placée entre les pôles d'un électroaimant produisant un champ magnétique non uniforme mais symétrique par rapport à l'axe vertical de l'éprouvette. Une balance de torsion mesurait le couple des forces magnétiques agissant sur l'éprouvette et le tout était plongé dans un thermostat.

Les titres des solutions variaient entre 17/1000 mol/litre et 0,8/1000 mol/litre, et la température entre 293° K et 177° K, (point de congélation du méthanol).

On observa, à température constante, une indépendance complète entre la constante de Curie du  $\text{Co}^{++}$  et le titre; par contre une diminution sensible de celle-ci avec la température. Le moment  $\bar{\mu}$  déduit de la formule de Langevin varie entre 24,3 magnétons de Weiss, à température ambiante, et 18,1 à basse température. L'état fondamental du  $\text{Co}^{++}$  étant très probablement le qua-

<sup>1)</sup> AHARONI et SCHERRER, Zeitschr. f. Phys. **58**, p. 749 (1929).

<sup>2)</sup> STOESSEL, Ann. der Phys. **10**, p. 393 (1931).

<sup>3)</sup> BITTER, Proc. Nat. Acad. Amer. **15**, p. 638 (1929).

<sup>4)</sup> R. MERCIER, C. R. **196**, p. 164 (1933).

druplet inversé  $4F\frac{9}{2}$ , son moment devrait croître de 25,8 à 33,1 magnétions de Weiss lorsque la température baisse.

Il semble donc que l'hypothèse de BOSE et STONER sur la congélation du moment orbital atomique dans les cristaux solides, hypothèse reprise par VAN VLECK<sup>1)</sup> et PENNEY et SCHLAPP<sup>2)</sup>, soit aussi applicable dans le cas des solutions à basse température.

### Über einige Versuche zur Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen

von R. BÄR und EDGAR MEYER (Zürich, Universität).

§ 1. Bekanntlich haben ungefähr gleichzeitig und unabhängig von einander DEBYE und SEARS<sup>3)</sup>, sowie LUCAS und BIQUARD<sup>4)</sup> gezeigt, dass ein Lichtstrahl, der durch eine Flüssigkeit hindurchgeht und in derselben auf elastische Kompressionswellen auftrifft, an den dadurch in der Flüssigkeit entstehenden optischen Inhomogenitäten gebeugt wird. Bei passender Wahl der Länge der elastischen Welle (ca. 0,1 mm, d. h. Frequenz ca.  $10^7$  Hz) und wenn der Lichtstrahl ungefähr senkrecht auf einen solchen Ultraschallstrahl auftrifft, wirkt der Schallwellenzug auf die hindurchgehende Lichtwelle ähnlich wie ein Beugungsgitter. Aus dem Abstand der denn entstehenden Beugungsspektren, die unter günstigen Versuchsbedingungen bis zur ca. 10. Ordnung beobachtet werden können, lässt sich auch die Wellenlänge des Ultraschallstrahls berechnen. Im folgenden soll nun eine kleine Modifikation der Versuchsanordnung der genannten Autoren beschrieben werden, die es gestattet, die Ausbreitung von Ultraschallwellen in Flüssigkeiten auf einfache Weise zu demonstrieren, und mit der ferner die Schallwellenlänge auf eine neue Methode bestimmt werden kann.

In der Versuchsordnung von DEBYE-SEARS und LUCAS BIQUARD dient als Lichtquelle zur Erzeugung der Beugungsspektre ein beleuchteter Spalt, der parallel zu den „Gitterstrichen“, d. h. zu den Schallwellenflächen stehen muss. Wenn man den Spalt durch eine feine Lochblende ersetzt, so hat das zwar den Nachteil, dass die Beugungerscheinung viel lichtschwächer wird, aber man gewinnt dadurch gleichzeitig vier wichtige Vorteile. Ersten-

<sup>1)</sup> VAN VLECK, Phys. Rev. **41**, p. 385 (1932).

<sup>2)</sup> PENNEY et SCHLAPP, Phys. Rev. **41**, p. 194 (1932).

<sup>3)</sup> P. DEBYE und F. W. SEARS, Proc. Nat. Acad. Sc. **18**, 409, 1932. Zu Theorie vgl. ferner P. DEBYE, Phys. ZS. **33**, 849, 1932.

<sup>4)</sup> R. LUCAS und P. BIQUARD, Journ. de phys. et Rad. **3**, 464, 1932. Zu Theorie vgl. ferner R. LUCAS, C. R. **195**, 1066, 1932.

kann man, wenn die Richtung des Schallstrahls noch unbekannt ist, dieselbe unmittelbar aus der Richtung, in welcher der Bildpunkt zu einer Reihe von Beugungsspektren auseinandergezogen wird, entnehmen; denn die Beugungsbilder der Lochblende liegen auf einer Geraden, die zusammenfällt mit der Richtung, in der sich der Schallstrahl ausbreitet. Zweitens kann man, wenn die Flüssigkeit gleichzeitig von mehreren Schallwellenzügen durchlaufen wird, deren Fortpflanzungsrichtungen nur alle in einer Ebene senkrecht zum hindurchgehenden Lichtstrahl liegen müssen, die Existenz aller dieser verschiedenen Wellenzüge sofort am Auftreten der zugehörigen Beugungsbilder erkennen. Drittens endlich kann man die Versuchsanordnung so einrichten, dass der von der Lochblende ausgehende Lichtstrahl beim Durchtritt durch die Flüssigkeit nur einen kleinen Querschnitt besitzt, so dass man durch das Beugungsbild Auskunft erhält über den Schwingungszustand in einem relativ kleinen Flüssigkeitsvolumen. Wenn man dann noch die Lochblende in ihrer Ebene verschiebt, so dass der Lichtstrahl der Reihe nach verschiedene Flüssigkeitsvolumina überstreicht, so kann man damit das ganze Schallwellenfeld „abtasten“. Man kann aber auch viertens gleichzeitig eine grosse Anzahl von in einer Ebene liegenden Lochblenden als Lichtquellen benutzen und erhält dann mit einer einzigen Aufnahme einen Überblick über das gesamte Wellenfeld.

§ 2. Die dargestellte Methode gestattet, auf einfache Weise die Ausbreitung der von einem Piezoquarz ausgehenden ebenen Welle zu demonstrieren, wobei auch die Abhängigkeit der Dämpfung von der Viskosität der Flüssigkeit (z. B. in Xylol keine merkliche Dämpfung, sehr starke dagegen in einer Mischung aus Vaselinöl und Terpentinöl) gut zu sehen ist. Ferner kann man die Reflexion der Welle an der freien Oberfläche der Flüssigkeit oder an einer im Innern befindlichen Glasplatte zeigen. Wichtig ist schliesslich die Möglichkeit, die Beugung eines Schallstrahls an einem in die Flüssigkeit gebrachten Drahtgitter untersuchen zu können, weil sich dadurch die Wellenlänge der Schallwelle nochmals nach einer neuen und unabhängigen Methode bestimmen lässt. In den Weg des vom Piezoquarz emittierten Schallstrahls wird dann ein Drahtgitter parallel zum Quarz aufgestellt, und zwar so, dass die Gitterdrähte parallel dem einfallenden Lichtstrahl stehen. Das Gitter gibt Anlass zu abgebeugten Schallstrahlen und der Winkel, den diese mit dem unabgelenkten Strahl bilden, wird gemessen. Die Resultate einiger solcher bloss orientierender Messungen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt und verglichen mit gleichzeitig angestellten Versuchen, bei

denen die Schallwellenlänge aus der Beugung der Lichtstrahlen bestimmt wurde. Zwischen den beiden Messmethoden ergeben sich, wie ersichtlich, keine systematischen Unterschiede; die Abweichungen liegen wohl innerhalb der Messfehler von 10—15%.

*Vergleich der Messungen der Schallwellenlänge durch Licht- und durch Schallbeugung.*

Messung a. d. Lichtbeugung (Lichtwellenlänge = 5500 Å)		Messung aus der Beugung der Schallwelle		
Tangens des Beugungs-Winkels	Schallwellenlänge	Gitterkonstante	Beugungswinkel	Schallwellenlänge
$2,65 \cdot 10^{-3}$	$2,08 \cdot 10^{-2}$ cm	0,04 cm	$27,0^{\circ}$	$1,84 \cdot 10^{-2}$ cm
2,94	1,87	..	25,5	1,72
3,08	1,78	..	26,5	1,80
3,38	1,63	..	23,0	1,56
2,65	1,89	0,10	$12^{\circ}$	2,10
3,08	1,78	..	11	1,91
3,23	1,70	..	10	1,74

### Untersuchungen über Raumladungen im Eis

von G. OPLATKA (Zürich E. T. H.).

Über das dielektrische Verhalten von Eis sind aus früheren Messungen folgende Tatsachen bekannt: Eis besitzt bei kleinen Frequenzen eine hohe DK (82). Bei einigen 1000 Hertz tritt eine anomale Dispersion der DK ein, sie fällt auf den optischen Wert (2,2) ab.

Man könnte sowohl die hohe DK, als auch die Dispersion durch die Annahme von Raumladungen erklären. Raumladungen entstehen dadurch, dass im Dielektrikum vorhandene Ionen sich unter dem Einfluss eines äusseren Feldes gegen die Elektroden bewegen und sich dort nicht entladen können. Durch die Anwesenheit von Raumladungen werden auf den Elektroden Ladungen influenziert; m. a. W. Raumladungen erhöhen die DK. Infolge der kleinen Beweglichkeit der Ionen werden sie aber bei raschen Frequenzen die DK nicht beeinflussen können; dadurch lässt sich die Dispersion erklären. Aus dieser Vorstellung ist mit Hilfe des Superpositionsprinzipes eine Dispersionsformel ableitbar, die sich, bei geeigneter Wahl der Konstanten, mit den älteren Messresultaten gut zur Übereinstimmung bringen lässt.

Es ergibt sich indessen experimentell, dass die Raumladungen statisch eine DK viel grösser als 82 hervorrufen, welche jedoch schon bei kleinen Frequenzen auf 82 herabfällt. Die Raumladungen geben also keine Erklärung für die DK 82 und für die Dispersion bei 1000 Hertz. Zu diesen Schlüssen wird man durch folgende Untersuchungen geführt:

Mit einer Sondenmethode wurden Raumladungen im Eis untersucht. Sie sind sehr ausgeprägt vorhanden in Eis, welches zwar aus sehr reinem Wasser, aber nicht unter Vakuum hergestellt wird. In Eis, das aus demselben Wasser, jedoch in Wasserdampfatmosphäre hergestellt wurde, waren keine Raumladungen zu finden. Dies zeigte sich in einem linearen Potentialverlauf, während dasselbe bei gashaltigem Eis starke Krümmungen aufweist.

Die gemessenen Raumladungskurven lassen sich analytisch sehr gut wiedergeben durch eine von JAFFÉ abgeleiteten Formel, wodurch sich auch die für die Ionenbewegung charakteristischen Konstanten berechnen lassen. Auffallend ist weiter die Asymmetrie der Feldkurve, insbesondere der grosse Spannungsabfall in der Nähe der Anode, welcher beim Umpolen der Spannung an die neue Anode übergeht. Die Asymmetrie röhrt daher, dass sich mehr positive als negative Ionen entladen haben, wodurch das Eis einen Überschuss an negativer Ladung, die Elektroden selber verschiedenen grossen Ladungen tragen.

Wesentlich ist, dass aus dem gemessenen Potentialverlauf sich die durch die Raumladungen auf den Elektroden influenzierten Ladungen berechnen, und dadurch der Einfluss der Raumladungen auf die DK angeben lässt. Durch die Raumladungen kann die DK unter Umständen auf den dreissigfachen Wert anwachsen; wenn man also für die KD ohne Raumladungen 82 annimmt, so wird sie bei Anwesenheit von Raumladungen einen Wert bis 2500 erreichen.

Zur Kontrolle dieser Rechnung ist die statische DK des Eises gemessen worden. Die Messung erfolgte mit der bekannten ballistischen Methode, welche wegen der Leitfähigkeit des Eises aber mit einem besonderen trägeheitslosen Umschaltmechanismus (Elektronenröhren) versehen wurde. Mit einer Umschaltzeit von  $10^{-7}$  sec konnte ein frühzeitiges Abfliessen der Ladung über das Eis verhindert werden. Die so gemessenen DK-Werte stimmen gut mit den berechneten überein. Es wurden DK-Werte bis 2700 gemessen.

Die statische DK-Messung liefert ein weiteres wichtiges Ergebnis, nämlich, dass die statische DK mit der Ladezeit des

Kondensators wächst. Wesentlich ist der steile Anstieg der DK bei kleinen Ladezeiten, denn daraus ist zu erkennen, dass sich die Raumladungen schon bei verhältnismässig kleinen Frequenzen (etwa über 50 Hertz) nicht mehr ausbilden können.

Die Untersuchungen werden fortgesetzt.

### **Über die Streuung von kurzweligen Röntgenstrahlen an gebundenen Elektronen**

von H. CASIMIR (Zürich E. T. H.).

(Erscheint ausführlich.)

S. 287.

### **Über die Streuung von kurzweligen Röntgenstrahlen an bewegten Elektronen**

von W. PAULI (Zürich E. T. H.).

(Erscheint ausführlich.)

S. 279.

### **Technique pour la mesure simultanée de l'ensemble des effets magnéto-galvaniques et magnétothermoélectriques<sup>1)</sup>**

par A. PERRIER et A. CORDEY (Lausanne).

Expérimentalement, l'objet principal de ces recherches est la mise au point de la mesure des huit effets désignés, *sur un même échantillon*, dans des conditions identiques et avec la même précision générale.

On a procédé systématiquement en superposant dans les corps d'essai un courant électrique d'intensité variable au gradient thermique maintenu fixe. Les effets sont ensuite discriminés par voie graphique.

Ce mode opératoire est suggéré par une question théorique de grande importance (v. note suivante), et de plus, il accroît notablement la *certitude* expérimentale des résultats numériques.

On peut dire que les difficultés sérieuses de toutes ces mesures sont d'origine presque uniquement thermique; plus exactement, elles procèdent d'une part des défauts d'uniformité du vecteur gradient thermique, d'autre part de l'importance relative considérable des f. e. m. thermoélectriques dans les circuits des sondes; un phénomène rendu particulièrement redoutable par la conduc-

<sup>1)</sup> Pour la terminologie employée, ici, v. A. PERRIER, Grandeurs et formules théoriques, etc. H. P. A. v. III (1930) note page 318.

tion calorifique le long des sondes elles-mêmes. Les effets « longitudinaux » sont tout particulièrement affectés par la nonuniformité du gradient.

Les dispositions mis en œuvre pour remédier convenablement à ces causes d'erreur sont décrites succinctement. On a fait usage de deux types différents de montage des échantillons. L'un d'entre eux comportait un dispositif de « cylindre de garde » de réalisation technique difficile, mais qui a donné les avantages attendus et pourra être appliqué dans nombre de recherches d'un tout autre ordre.

Les observations potentiométriques étaient exécutées à  $10^{-8}$  V. près, ce qui correspond à une précision relative moyenne de 1—2% sur les effets. On s'est attaché à opérer dans les conditions les plus variées que permettait la symétrie, choisie à dessein, de tous les appareils.

Cette note et la suivante feront l'objet de mémoires détaillés dans un prochain fascicule des Helvetica Physica Acta.

### **Effets galvaniques de l'aimantation et pouvoir thermoélectrique propre du nickel**

par A. PERRIER et A. CORDEY (Lausanne).

Ce travail fait suite à une publication antérieure de l'un des auteurs<sup>1)</sup>; il concerne le *nickel* et a été exécuté à l'aide de la technique résumée dans la note précédente.

Voici les principaux résultats, qui sont précisés en séance par la projection de quelques graphiques.

I. Tous les phénomènes magnétogalvaniques et magnéto-thermoélectriques (donc: tant longitudinaux que transversaux, tant à aimantations parallèles qu'à aimantations normales aux gradients électrique et thermique) croissent numériquement avec l'aimantation *observable* et se *fixent* lorsque celle-ci atteint sa saturation; le champ magnétique inducteur n'a donc aucune action directe sensible à la précision de ces expériences près.

II. Des effets *longitudinaux*, tous ceux qui sont provoqués par une aimantation *parallèle* aux gradients sont systématiquement de signes contraires aux correspondants respectifs causés

<sup>1)</sup> A. PERRIER. — Peut-on séparer expérimentalement les pouvoirs thermoélectriques propres des potentiels de contact. — S. S. de physique, séance de St-Gall, sept. 1930. H. P. A. v. III (1930), p. 437.

par aimantation *normale*, et cela quelle que soit l'intensité du champ.

### III. La loi du rapport

$$\delta_{//} : \delta_{\perp} = -2$$

prévue pour ces effets longitudinaux par l'un des auteurs<sup>1)</sup> se vérifie de nouveau assez bien pour la magnétorésistance observable, moins pour les forces électromotrices d'aimantation.

De manière plus générale, tous les résultats sont en bon accord avec la théorie des actions galvaniques et thermiques *spontanées* développée antérieurement<sup>1)</sup>.

IV. En dépit d'une précision brute égale à celle des effets transversaux, les phénomènes longitudinaux comportent une fixité de détermination moins élevée; ils sont pour le moment d'une valeur moins concluante pour la comparaison avec la théorie. Une brève discussion montre qu'il faut chercher le facteur principal de cette difficulté dans les défauts d'uniformité du gradient thermique, lesquels n'entrent pas en ligne de compte au même degré dans les deux types d'expériences.

V. Tous les effets résultant de la superposition de courants électriques variables au gradient thermique fixe s'annulent pour certaines intensités de courant qui sont *toujours* de même sens que « l'auto-courant » thermoélectrique (sens inverse du pouvoir thermoélectrique propre).

De plus, ces courants d'annulation ont, pour chacun des effets transversaux (rotationnels), une intensité sensiblement unique, indépendante de l'aimantation.

VI. Ce fait expérimental établit ipso facto l'exactitude *formelle* de la loi de Moreau  $Q/\sigma = R/\varrho$ , laquelle ramène l'effet Nernst ( $Q$ ) à un pur effet Hall ( $R$ ).

VII. Mais d'autre part, les résultats montrent que ladite loi ne doit pas s'exprimer à l'aide du paramètre  $\sigma$  (effet Thomson), mais bien d'un autre paramètre  $\eta$ , conformément à la théorie précitée<sup>1)</sup>. Et enfin, selon cette théorie,  $\eta$  doit mesurer justement *le pouvoir thermoélectrique propre* du métal. Sur la base du présent travail, on trouve pour le nickel

$$\eta = -59 \cdot 10^{-6} \text{ volts/degree},$$

---

<sup>1)</sup> Voir en particulier ALB. PERRIER. — Interprétation unitaire des particularités de la conduction des milieux ferromagnétiques, H. P. A. v. III (1930) p. 400. — Aussi Arch. Sc. phys. et nat. (5), v. IX (1927), p. 347.

tandis que les valeurs connues de  $\sigma$  oscillent de 10 à  $15 \cdot 10^{-6}$  volts/egré.

Si l'on tient compte des considérations résumées sous IV, il paraît probable que les effets longitudinaux pourront se ranger finalement dans le même cadre (c.-à-d. en substance: forces électromotrices d'aimantation = effet de magnétorésistance). Ainsi qu'il est prévu dans des publications antérieures, il en résulterait que les méthodes instituées ici pourraient devenir les bases d'une méthode générale de mesure directe (il n'en existe jusqu'ici aucune) des pouvoirs thermoélectriques propres et, par conséquence immédiate, des variations thermiques des potentiels de contact.

Les données expérimentales obtenues aussi sur les effets von Ettingshausen et Leduc-Righi sont encore citées; puis quelques considérations sont développées en terminant sur les sens physiques qu'il convient d'attribuer aux pouvoirs thermoélectriques et aux paramètres de l'effet Thomson.

### **Beiträge zur Kenntnis einiger ebenen Spannungsprobleme**

von S. RAJNFELD (Zürich E. T. H.).

Soll ein mechanischer Spannungszustand an einer Scheibe, d. h. an einem durch zwei parallele Ebenen begrenzten Körper, auf welchen die Kräfte ebenfalls parallel zu diesen Ebenen wirken, untersucht werden, so benutzt man bekanntlich ein Glasmodell, welches man optisch ausmessen kann.

Eben polarisiertes Licht wird beim Durchgang quer durch das Modell elliptisch polarisiert, und aus der Bestimmung der Hauptachsenrichtungen und der Phasenverschiebungen lassen sich die Hauptspannungen der Grösse und Richtung nach angeben. Es wurden drei Probleme experimentell untersucht: Zähne, Laschen und gegenseitige Berührung von zwei Zylindern.

Als Fortsetzung der Arbeiten des Photoelastischen Laboratoriums der E. T. H. sind quadratische Zähne, die auf zentrischen und exzentrischen Druck, und auf Biegung beansprucht sind, studiert worden, wobei der singuläre Punkt und die Spannungen in den Abrundungen das Hauptinteresse bildeten. Es ergab sich eine stetige Änderung des Trajektorienbildes und es folgten empirische Regeln für die Spannungsgrösse in den Abrundungen. Die untersuchten Laschen zeigten eine unerwartete Mannigfaltigkeit

im Trajektorien- und Spannungsverlauf. Eine eigentlich geformte Nulllinie, singuläre Punkte, wie auch Gebiete gleichnamiger und ungleichnamiger Spannungen sind für die Laschen charakteristisch. Beruhigend für den Praktiker ist die Tatsache, dass die maximale auftretende Spannung sich mittels der Theorie des gekrümmten Balkens angenähert angeben lässt.

Als dritte experimentelle Aufgabe folgte die Untersuchung zweier aneinander gedrückten Zylindern, also der Theorie von Hertz. Für die zur Berührungsfläche senkrecht stehenden Spannungen in der Berührungsfläche ergab sich eine Übereinstimmung mit der Theorie; dagegen zeigten sich grosse Schubspannungen, die für die Abweichung der Grösse der Berührungsfläche von der Theorie verantwortlich scheinen. Aus den Werten dieser Schubspannungen konnte ferner der Rollreibungskoeffizient ermittelt werden.

In Anlehnung an die Experimente konnte mathematisch bewiesen werden, dass in einer Hohlkehle, in der Nähe des Randes, beide Hauptspannungen gleiches Vorzeichen und an einer abgerundeten Kante verschiedenes Vorzeichen besitzen müssen.

Über die Zahl der Nulllinien konnte ausgesagt werden, dass durch einen Nullpunkt (Singularität) entweder keine, zwei oder vier Nulllinien hindurchgehen können. Sind aber vier Nulllinien vorhanden, so müssen entweder je zwei von ihnen oder alle vier eine gemeinsame Tangente besitzen.

### **Optische Untersuchungen an Quecksilberatomstrahlen**

von SH. YEN (Zürich, Universität).

(Vorgetragen von M. Schein.)

Im folgenden werden Untersuchungen über die Resonanzstrahlung der Hg-Linie  $2536,7 \text{ ÅE}$  an einem Quecksilberatomstrahl wiedergegeben.

Zur Herstellung des Atomstrahls wurde die Methode von KNUDSEN-WOOD<sup>1)</sup> verwendet. Die Konstruktion des Strahlgefäßes ist die gleiche wie bei SCHEIN<sup>2)</sup>. Zur Erzeugung der Resonanzstrahlung fiel das Licht einer wassergekühlten Hg-Lampe senkrecht zum Hg-Strahl ein, beobachtet wurde senkrecht zum Strahl und ebenfalls senkrecht zur Einstrahlrichtung. Die Inten-

<sup>1)</sup> M. KNUDSEN, Ann. d. Phys. **50**, p. 472 (1916); R. W. WOOD, Phil. Mag. **32**, p. 364 (1916).

<sup>2)</sup> M. SCHEIN, Helv. Phys. Act. Vol. II, Suppl. p. 103, 1929.

sität der Resonanzstrahlung konnte mit Hilfe einer hochempfindlichen photoelektrischen Anordnung direkt gemessen werden. Hierzu sind die Ströme in der Photozelle vermittels Elektronenröhre verstärkt worden.

Als erstes wurde die Schärfe der vom Hg-Strahl emittierten Linie 2536,7 Å. E. untersucht. Zu diesem Zweck konnte zwischen Strahl und Photozelle ein Absorptionsgefäß von 5 mm Länge eingeführt werden, in dessen Innern sich zunächst Hg-Dampf von Zimmertemperatur ( $18^{\circ}\text{C}$ ) befand. Die Absorption betrug 100%. Nun wurde der Hg-Dampf so lange abgekühlt, bis eine messbare Absorption eintrat. Dies war bei  $-25^{\circ}\text{C}$  der Fall (Dampfdruck etwa  $6 \cdot 10^{-6}$  mm), wobei eine Absorption von 25%

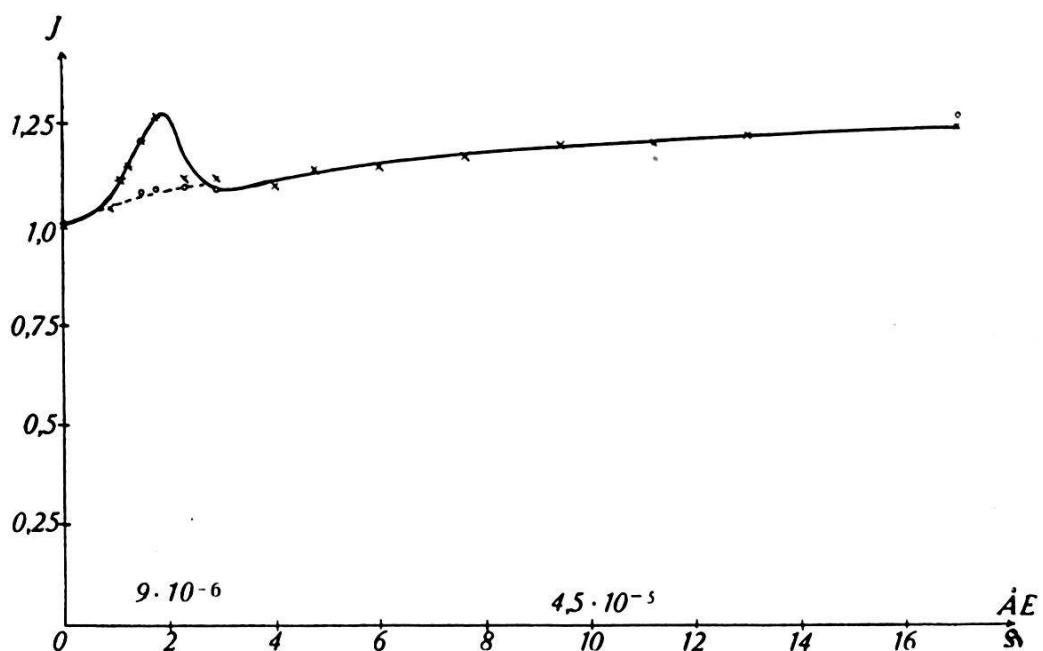


Fig. 1.

gemessen wurde. Um diese ausserordentlich grosse Absorbierbarkeit der Resonanzstrahlung des Hg-Strahls zu erklären, wurde zunächst als Linienbreite der Emissionslinie die klassische Strahlungsdämpfungsbreite (Halbwertsbreite  $\Delta\lambda = 5,6 \cdot 10^{-5}$  Å. E.) angenommen. Eine erste Abschätzung zeigt, dass die so eingesetzte Schärfe der Emissionslinie nicht ausreicht, um die gemessene Absorption wiederzugeben. Es besteht die Hoffnung, dass mit Hilfe der quantentheoretischen Breite, berechnet aus der Übergangswahrscheinlichkeit der Linie diese Diskrepanz behoben wird.

Weiterhin wurden Experimente in magnetischen Feldern durchgeführt. Die Richtung des Magnetfeldes  $\mathfrak{H}$  lag stets in einer Ebene senkrecht zum Atomstrahl, konnte jedoch in dieser Ebene beliebig variiert werden. Die folgenden Versuche beziehen sich auf den Fall, dass das Magnetfeld senkrecht zur Beobachtungs-

richtung lag. Die Ergebnisse sind für andere Feldrichtungen im wesentlichen die gleichen.

Fig. 1 zeigt die Änderung der Intensität der Resonanzstrahlung mit wachsender Magnetfeldstärke. Hierbei beziehen sich die Kreuze in der Kurve auf den Fall, dass das Magnetfeld antiparallel zur Einstrahlrichtung liegt, die Kreise geben die Messungen für paralleles Magnetfeld wieder. Die Kurve besitzt ein charakteristisches Maximum bei 2 Gauss Feldstärke (Aufspaltung der regulären  $\sigma$ -Komponenten bei 2 Gauss  $9 \cdot 10^{-6}$  A.E.). Dieses Maximum tritt jedoch nur für die antiparallele Feldrichtung auf und verschwindet vollkommen bei Kommutierung des Feldes. Dass es sich beim eben genannten Maximum nicht etwa um einen Ablenkungseffekt des Quecksilberstrahls durch das Magnetfeld handelt (vgl. BEYERLEIN<sup>1)</sup>) konnte dadurch gezeigt werden, dass zwischen Strahl und Photozelle das vorhin erwähnte Absorptionsgefäß von 5 mm Länge eingeschaltet wurde. Nennen wir die Intensität im Magnetfeld von 2 Gauss ohne Absorptionsgefäß für antiparallele Feldrichtung  $J_a^{\mathfrak{H}}$ , für parallele Feldrichtung  $J_p^{\mathfrak{H}}$ , die korrespondierenden Größen mit Absorptionsgefäß  $(J_a^{\mathfrak{H}})_A$  und  $(J_p^{\mathfrak{H}})_A$ , so beträgt

$$\frac{J_a^{\mathfrak{H}}}{J_p^{\mathfrak{H}}} = 1,25, \text{ während } \frac{(J_a^{\mathfrak{H}})_A}{(J_p^{\mathfrak{H}})_A} = 1,03 \text{ ist.}$$

Dieses Verhalten der Resonanzstrahlung in Absorption ist verständlich, wenn das Auftreten des obenerwähnten Maximums durch eine Frequenzänderung der Linie hervorgerufen wird. Diese Frequenzverschiebung kommt infolge der grossen Linienbreite in Absorption (Halbwertsbreite durch Dopplereffekt  $1 \cdot 10^{-3}$  A.E.) weniger zum Vorschein, als ohne Absorptionsgefäß. Es liegt offenbar eine Asymmetrie im Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur der Linie 2536,7 A.E. in Magnetfeldern von 2 Gauss vor. Eine spektroskopische Untersuchung der genannten Erscheinung ist wegen der Kleinheit der Aufspaltungen vollkommen unmöglich.

Die Versuche werden demnächst in einer ausführlicheren Arbeit in den Helv. Phys. Acta genauer beschrieben.

### Raumladungerscheinungen in Elektronenröhren

von H. A. SCHWARZENBACH (Zürich, Universität).

A) Die statische Charakteristik einer HULL'schen<sup>2)</sup> Magnetron-Anordnung zeigt bekanntlich häufig eine Anomalie: Nach dem

<sup>1)</sup> FR. BEYERLEIN, Zeitschr. f. Phys. **77**, p. 632, 1932.

<sup>2)</sup> A. W. HULL, Phys. Rev. **18**, 31, 1921; **23**, 112, 1924.

Steilabfall des Anodenstromes  $J_a$  beim kritischen Magnetfeld  $H_k$  erfolgt bei weiterer Steigerung der Magnetfeldstärke ein nochmaliger Anstieg mit einem flachen Maximum<sup>1)</sup>.

Es konnte nun durch Versuche gezeigt werden, dass es sich bei diesem „Buckel“ in der  $J_a$ -Kurve um einen ausgesprochenen Raumladungseffekt handelt, der nämlich dann verschwindet, wenn der Emissionsstrom  $J_e$  des Glühfadens hinreichend klein

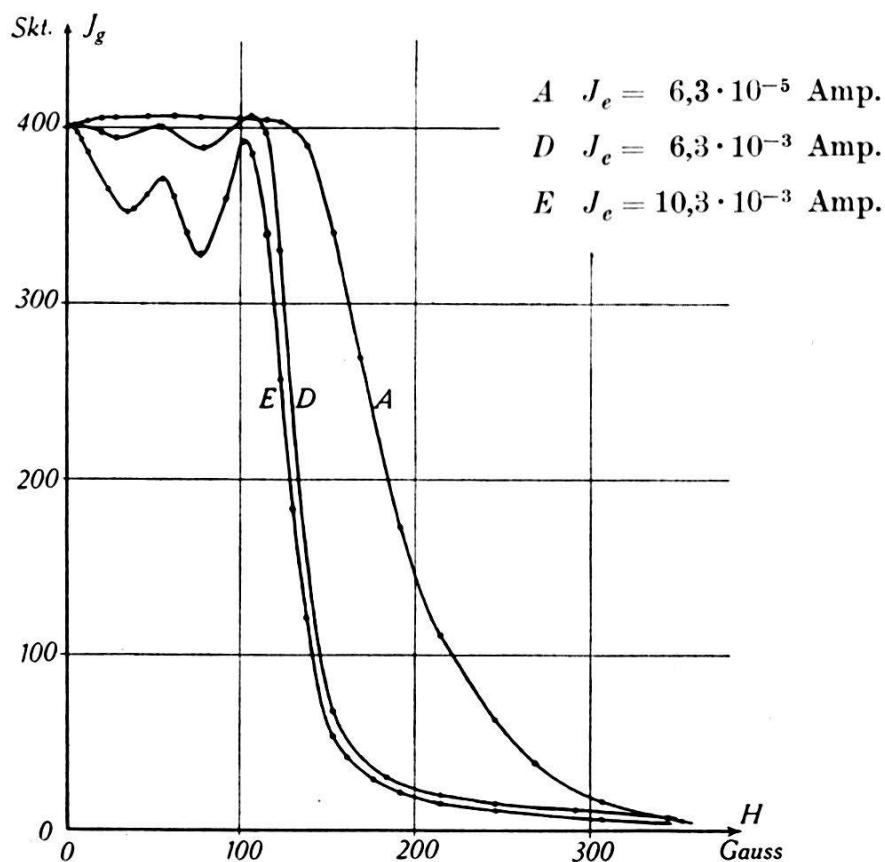


Fig. 1.  
 $V_a = 0$ ,  $V_g = + 40$  Volt.

gehalten wird. Die von HOLLMANN<sup>2)</sup> unter Ausschluss von Raumladungswirkungen gegebene theoretische Behandlung der Erscheinung trifft somit, trotzdem ihr Ergebnis den experimentellen Befund gut darstellt, auf die tatsächlichen Vorgänge nicht zu.

B) Bei Versuchen mit einer zylindrischen Triode im achsenparallelen Magnetfeld wurde bei der Anodenspannung  $V_a = 0$  und positiver Gitterspannung  $V_g$  (z. B.  $V_g = 40$  Volt) ein eigenständlicher Verlauf des Gitterstromes  $J_g$  mit steigendem Magnetc-

<sup>1)</sup> H. YAGI, Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 715, 1928; I. RANZI, Nuovo Cimento **6**, 249, 310, 1929; A. A. SLUTSKIN und D. S. STEINBERG, Ann. d. Phys. **1**, 658, 1929.

<sup>2)</sup> H. E. HOLLMANN, Ann. d. Phys. **8**, 956, 1931.

feld  $H$  beobachtet. Bei kleiner Emission nämlich ergab sich, wie zu erwarten, die bekannte Magnetron-Kurve, während bei grosser Emission der Gitterstrom  $J_g$  der Reihe nach ein Minimum, ein Maximum, ein Minimum und ein Maximum durchlief, bevor noch das kritische Magnetfeld  $H_k$  erreicht war. Die Kurven der Fig. 1, deren  $J_g$ -Werte auf gleichen Massstab reduziert wurden, geben davon ein Bild.

Es konnte folgendes festgestellt werden: 1. Bei gleicher Gitterspannung  $V_g$  liegen entsprechende Minima und Maxima, unabhängig von  $J_e$ , immer bei den gleichen Magnetfeldstärken. 2. Bezeichnet man mit  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$  und  $H_4$  die Magnetfeldstärken, die je dem ersten Minimum, dem ersten Maximum, dem zweiten Minimum und dem zweiten Maximum entsprechen, so gilt unabhängig von  $V_g$  (untersuchter Bereich: 40 bis 160 Volt)

$$H_1 : H_2 : H_3 : H_4 = 3 : 5 : 7 : 9.$$

3. Die Feldstärken  $H_1$  bis  $H_4$  sind proportional  $\sqrt{V_g}$ . 4. Die Maxima und Minima werden um so schärfer, je besser die Röhre justiert ist, d. h. je näher der Winkel zwischen Zylinderachse und Magnetfeld  $\varphi = 0$  ist. 5. Schwingungen (von sehr hoher Frequenz) treten nur bei  $H < H_1$ , also nur während des Abstieges zum ersten Minimum auf.

Die vorliegenden Versuche erlauben, wenn nicht eine Erklärung, so doch folgende Schlüsse:

1. Die bei grosser Emission auftretenden Minima und Maxima der  $J_g$ -Kurve sind durch Raumladungen verursacht. 2. Da die beiden Minima und Maxima bei Feldstärken  $H < H_k$  liegen, muss der Vorgang wesentlich mit den durch das Gitter in den Gitter-Anodenraum hinüberlaufenden Elektronen zusammenhängen. Hierfür spricht auch das analoge Resultat eines weiteren Versuches, bei dem zum Zurücktreiben der Elektronen anstelle des Magnetfeldes eine steigende negative Anodenspannung angelegt wurde.

---

### Untersuchung der dielektrischen Eigenschaften des Seignettesalzes mittels Röntgenstrahlen

von H. STAUB (Zürich E. T. H.)

Das Seignettesalz  $\text{NaCOOCHOHCHOHKCOO} \cdot 4 \text{H}_2\text{O}$  zeigt nach Untersuchungen Valaseks u. a. dielektrische Eigenschaften, die grosse Analogie mit den magnetischen Eigenschaften ferromagnetischer Körper haben. Es besitzt im Temperaturgebiet von

ca.  $-30^{\circ}\text{C}$  bis  $+25^{\circ}\text{C}$  eine sehr hohe Dielektrizitäts-Konstante (ca.  $10^4$ ) und zeigt Hysterese. Die den magnetokalorischen Effekten entsprechenden elektrokalorischen Effekte sind ebenfalls vorhanden. Der Abfall der D.K. bei  $+25^{\circ}\text{C}$  wäre demnach als elektrischer Curiepunkt zu deuten.

Es ist nun von Interesse, zu erfahren, welcher Art die elektrischen Momente sind, die diese hohe D.K. verursachen. Wenn diese Momente durch Ionengruppen des Kristallgitters gebildet werden, so müssen sie durch das äussere elektrische Feld gerichtet werden. Diese Gleichrichtung ergäbe eine Änderung der Basis des Kristallgitters, was sich in einer Intensitätsänderung der

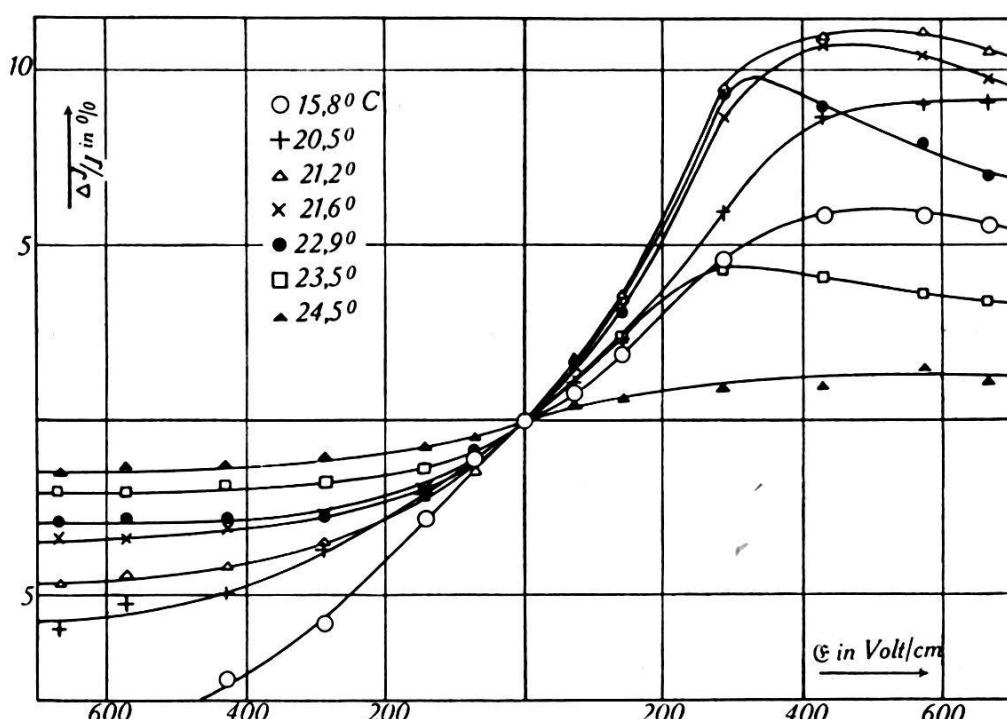


Fig. 1.

Röntgeninterferenzen des Kristalles beim Anlegen des Feldes äussern müsste. Gleichzeitig wäre damit gezeigt, dass die hohe D.K. nicht etwa durch Raumladungen verursacht wird.

Zur Messung dieses Effektes wurde die, an der Fläche (111) eines Seignettesalz-Kristalles reflektierte Röntgenstrahlung mit einem Ionisations-Spektrographen gemessen und deren Änderung beim Anlegen eines elektrischen Feldes senkrecht zur reflektierenden Netzebene beobachtet. Die Resultate einer solchen Messung zeigt Fig. 1. Auf der Ordinate ist die prozentuale Intensitätsänderung, auf der Abszisse die elektrische Feldstärke aufgetragen. Die verschiedenen Kurven sind bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen. Entsprechend dem Umstand, dass für zwei ein-

ander entgegengesetzte Richtungen die D.K. verschieden ist, ist die prozentuale Intensitätsänderung für gleiche positive und negative Felder verschieden. Ferner sieht man, dass der Effekt bei ca.  $+ 25^\circ \text{C}$  verschwindet, was der Abnahme der D.K. am Curiepunkt entspricht. Die Form der Kurven hängt ausserordentlich vom Wassergehalt des Kristalles ab, was darauf hinweist, dass die  $\text{H}_2\text{O}$ -Moleküle des Kristallwassers an der Polarisation mitbeteiligt sind.

Beim Abschalten des elektrischen Feldes geht die Intensitätsänderung und damit die Deformation der Gitterbasis immer vollständig zurück; die Zeit dieses Rückganges ist jedoch ausserordentlich gross. Sie nimmt zu mit fallender Temperatur und ist um so grösser, je länger das Feld am Kristall belassen wurde. Eine eigentliche, dauernde Remanenz wurde nicht beobachtet.

Interessant ist ferner, dass die reflektierte Intensität des Kristalles, ohne elektrisches Feld, beim Erwärmen des Kristalles zwischen  $22^\circ$  und  $26^\circ \text{C}$  stark abnimmt, was vielleicht mit der Abnahme der spontanen Polarisation am Curiepunkt zusammenhangt.

Über weitere Versuche, sowie über die Apparatur werden wir demnächst in den H.P.A. genauer berichten.

### Bandenspektren des Indiumchlorids

von E. MIESCHER und M. WEHRLI (Basel).

Es werden die Indiumchloride spektroskopisch untersucht. Sowohl in Absorption (Quarzrohr mit  $\text{InCl}$ ) wie in Emission (Quarzrohr mit  $\text{InCl}_2$ , Hochfrequenzzerregung mittels Aussen-elektroden) treten zwei Bandensysteme auf im Gebiete  $\lambda = 2600$  bis  $3000 \text{ AE}$  (Spektrum I) und  $\lambda = 3300—3700 \text{ AE}$  (Spektrum II). Das *Spektrum I* erscheint in Absorption schon bei  $200^\circ$  und dehnt sich mit zunehmender Temperatur und konstantem Druck immer weiter zu längeren Wellen hin aus. Es besteht aus nach Rot abschattierten Doppelkanten ohne Feinstruktur. Die Einordnung in ein Kantenschema gibt Tabelle 1.

Die Kanten lassen sich durch folgende Formel darstellen:

$$\nu_{\text{cm}^{-1}} = 37484,4 + \frac{179,3}{175,5} (v' + \frac{1}{2}) - \frac{13,9}{13,3} (v' + \frac{1}{2})^2 - \frac{315,5}{308,9} (v'' + \frac{1}{2}) + \frac{0,85}{0,81} (v'' + \frac{1}{2})^2.$$

Tabelle 1.

Kantenschema des  $\text{InCl}_{35}$  (obere) und  $\text{InCl}_{37}$  (untere Zahlen) -Spektrum.

$v''$	v' 0		1		2		$\Delta$
	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	
0	37413 E	37413 37415	37567	37564 37563	37696 u	37688 37686	312
1	37102 E	37099	37254	37251 37256		37374 37378	314
	37109 E	37107					
2	36788 E	36787	36940	36939		37062	312
	36801 E	36802	36954	36950		37073	
3	36476 E	36477	36629	36628		36752	309
	36500 E	36498	36646	36646		36769	
4	36169 E	36167	36319	36319		36443	307
	36198 E	36195	36344	36344		36466	
5	35863 E	35861	36011	36012	nur schwach sichtbar, da von 0 $\leftarrow v''$ Ban- den überdeckt.	36136	305
	35892 E	35894	36042	36043		36166	
6			35706	35707	35829 u	35831	303
			35742	35744		35866	
7			35403	35404	35526 u	35527	301
			35449	35446	35559 u	35569	
8			35103	35102	35225 u	35225	298
			35151	35151		35273	
9			34805	34801	34928 u	34925	300
				34856	34979 u	34979	
10			34505	34503	34628 u	34627	299
				34564		34686	
11			34206	34206	34329 u	34330	294
						34395	
12					34035 u	34035	294
					33741 u	33741	
$\Delta$		152		123			

Das Auftreten von Doppelkanten erklärt sich aus der Isotopie des Chlors. Die Konstanten der Formel für  $\text{InCl}_{37}$  (schwächere Kanten, untere Zahlen der Formel) sind aus der Formel für  $\text{InCl}_{35}$  (obere Zahlen) mittels des Isotopiefaktors

$$\varrho = 1 - \frac{1}{2} \frac{M' \cdot (M^i - M)}{M^i \cdot (M' + M)} = 0,979$$

( $M'$  = Atomgew. des In,  $M$ ,  $M^i$  Atomgew. des  $\text{Cl}_{35}$  u.  $\text{Cl}_{37}$ )

berechnet. Die Tabelle enthält die beobachteten und die berechneten Wellenzahlen.

Im Grundzustande sind 13 Schwingungsquanten ( $v''$ ) gemessen, im angeregten Zustand ist schon der zweite Oszillationsterm ( $v' = 2$ ) verwaschen ( $2 \leftarrow v''$  Kanten sind unscharf). Der obere Zustand prädissoziiert. Dementsprechend erscheinen in Emission im Spektrum I nur die  $0 \rightarrow v''$  Kanten (in Tab. 1 durch  $E$  bezeichnet), alle übrigen fehlen, da das angeregte Molekül in den höheren Schwingungsstufen infolge der Prädissoziation zerfällt.

Auf der kurzweligen Seite schliesst sich an Spektrum I ein schmales Absorptionskontinuum an, dessen Maximum bei der Wellenlänge 2613 AE liegt. Bei  $400^\circ$  hat es eine Breite von 10 AE, bei höheren Temperaturen verbreitert es sich und greift in das Gebiet der diskontinuierlichen Absorption ein. Bei  $700^\circ$  tritt noch eine flach ansteigende Absorption im weiteren Ultraviolett hinzu.

Für die Zuordnung des Spektrum I zum InCl sprechen folgende Tatsachen:

Als Chloridspektrum erweist es sich durch den Isotopeneffekt.

Das Spektrum gleicht weitgehend den von BUTKOW<sup>1)</sup> gemessenen und analysierten Spektren der Tl-Halogenide.

GROTRIAN<sup>2)</sup> findet die stärksten Kanten des Spektrums in Absorption im In-Dampf und schreibt sie einer flüchtigen Verbindung des In zu.

WARING<sup>3)</sup> beobachtet dasselbe Spektrum in einem Gemisch von In- und Cd-Dampf und ordnet es dem InCd-Molekül zu. Eine Analyse gelingt ihm jedoch nicht. BARRATT und BONAR<sup>4)</sup> sprechen das Waring'sche Spektrum dem Bi<sub>2</sub> zu, infolge einer groben Übereinstimmung zwischen ihm und einem in Bi<sub>2</sub>-Dampf beobachteten Spektrum. Diese Koinzidenz trifft jedoch nicht zu, wie die Ausmessung einer Aufnahme des in Bi-Dampf bei  $900^\circ$  erhaltenen Spektrums ergibt.

Das Spektrum II erscheint in Absorption bei etwa  $300^\circ$  und wird durch Erhöhen der Temperatur kaum verändert. In Emission tritt es unverändert und mit grosser Stärke auf. Seine inten-

<sup>1)</sup> K. BUTKOW, ZS. f. Phys. **58**, 232, 1929.

<sup>2)</sup> W. GROTRIAN, ZS. f. Phys. **12**, 229, 1923.

<sup>3)</sup> R. K. WARING, Phys. Rev. **32**, 441, 1928.

<sup>4)</sup> S. BARRATT und A. R. BONAR, Phil. Mag. **9**, 519, 1930.

sivsten Kanten liegen bei  $\lambda = 3640,6, 3599,2, 3556,6, 3537,9, 3498,9, 3458,5$  AE. Es ist viel komplizierterer Natur als Spektrum I, nach Violett abschattiert und zeigt an einigen Stellen eine Struktur. Weitere Untersuchungen zur Deutung dieses Spektrums und Bestimmung seines Trägers sind im Gange.

*Anmerkung bei der Korrektur:*

Spektrum II ist inzwischen analysiert und gehört ebenfalls zum InCl-Molekül. Ferner sind in Absorption bzw. Emission weitere Halogenidspektren gefunden worden, worüber in Kürze ausführlich berichtet werden wird. Tabelle 2 enthält alle bis jetzt analysierten Spektren.

**Tabelle 2.**

Träger	Lage des Spektrums (AE)	
	I	II
InCl	2600—3000	3350—3700
InBr	2800—3200	3550—3850
GaCl	2450—2800	3200—3450
GaBr	—	3400—3700

Die Untersuchung der Iodide ist in Angriff genommen.

**Über das Fallgesetz ultramikroskopischer Selen-Teilchen**

von A. BERKOWITSCH (Zürich, Universität).

(Vorgetragen von H. Stücklen.)

Das Bewegungsgesetz für ultramikroskopische Teilchen, die sich durch ein Gas bewegen,  $v = K \cdot b$ , ( $v$  die Geschwindigkeit,  $K$  die treibende Kraft,  $b$  die Beweglichkeit des Teilchens) ist für Partikel, die nur durch ihr eigenes Gewicht langsam fallen, oft bestätigt. Vor einigen Jahren untersuchte YANG<sup>1)</sup> die Gültigkeit des Gesetzes für den Fall, dass die treibende Kraft gross gegenüber dem Gewicht des Teilchens, die vom Teilchen erlangte Geschwindigkeit also auch gross gegen die Fallgeschwindigkeit ist. Er legte zu diesem Zweck an die Platten eines Millikan-Kondensators, in dem ein Teilchen schwebte, hohe Wechselspannungen an, das Teilchen führte sinusförmige Schwingungen aus, und aus der

<sup>1)</sup> YU CHEN YANG, Ann. d. Phys. **76**, S. 333, 1925.

Amplitude dieser Schwingungen liess sich die Geschwindigkeit des Teilchens errechnen. YANG fand aus seinen Versuchen, dass das Kraftgesetz  $v = K \cdot b$  bis zu Maximalgeschwindigkeiten von  $v_{\max} = 40 \text{ cm/sec}$  bestätigt werden konnte, jedoch war der Zahlenwert der Beweglichkeit  $b$  systematisch um etwa 2% höher als der Wert der Beweglichkeit  $B$ , den er für dieselben Partikel beim freien Fall, also bei kleiner Geschwindigkeit errechnete. Die experimentelle Schwierigkeit bei den Yang'schen Versuchen lag in der Forderung, eine rein sinusförmige und doch recht hohe Wechselspannung von mehreren tausend Volt herzustellen. Es galt darum, das Resultat zu kontrollieren und dabei hohe Geschwindigkeiten der ultramikroskopischen Teilchen, bzw. grosse treibende Kräfte mit einer gänzlich anderen Methode zu erzeugen und auf diese Weise sowohl die Gültigkeit des Bewegungsgesetzes als auch den numerischen Wert für die Beweglichkeit zu überprüfen.

Die Methode, die in der folgenden Untersuchung angewandt wurde, war die folgende. Eine hoch aufgeladene Kapazität  $C$  wird über den Millikan-Kondensator, in dem ein geladenes Teilchen schwebt, und über einen dem Kondensator parallel geschalteten Widerstand entladen. Das Teilchen verschiebt sich dabei mit grosser Geschwindigkeit in Richtung des Feldes und kommt wieder zur Ruhe, sobald der Entladungsvorgang abgeklungen ist. Der zeitliche Spannungsverlauf lässt sich aus den bekannten Daten für Kapazität, Widerstand und Anfangsspannung errechnen, und die Verschiebung des Teilchens mikroskopisch messen. Die Theorie liefert für die Gesamtverschiebung  $s_\infty$  den sehr einfachen Ausdruck:

$$s_\infty = \frac{V_0 R C q b}{300 d}.$$

Hierin ist:  $V_0$  die Anfangsspannung der Kapazität  $C$ , die aufgeladen wird,  $R$  der Wert des hochohmigen Widerstandes,  $d$  der Plattenabstand des Millikan-Kondensators,  $q$  und  $b$  Ladung und Beweglichkeit des Teilchens. Die Gleichung, die das Bewegungsgesetz als gültig voraussetzte, wurde durch Variation der Grössen  $V_0$ ,  $R$ ,  $C$  und  $q$  für verschiedene Teilchen geprüft und gut bestätigt. Gleichzeitig wurde auch  $b$  ausgewertet und mit den Beweglichkeiten verglichen, die die gleichen Partikel beim freien Fall besassen. Das Resultat der Untersuchung lautet: innerhalb der Messgenauigkeit von 1% sind die Beweglichkeiten einander gleich, bis zu Maximalgeschwindigkeiten von 20 cm/sec ist noch keine Abweichung vom Kraftgesetz  $v = K \cdot b$  auch bei ungleichförmiger Bewegung zu konstatieren.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Frage, ob ebenfalls für grosse Geschwindigkeiten ultramikroskopischer Teilchen das Stokes-Cunningham'sche Gesetz gültig ist, das die Beweglichkeit als Funktion des Druckes angibt. Das Gesetz lautet:  $v = \text{const} \cdot a \cdot f(\frac{l}{a})$ , wo  $a$  den Teilchenradius und  $l$  die mittlere freie Weglänge der Moleküle im umgebenden Gas bedeutet. Die Funktion  $f(\frac{l}{a})$  gibt Millikan an als  $f(\frac{l}{a}) = 1 + A' \cdot \frac{l}{a}$ ,  $A' = A + B \cdot e^{-c \cdot \frac{a}{l}}$ ;  $A$ ,  $B$  und  $c$  sind Konstanten. Für unsere Versuchsanordnung umgerechnet, bei der die Teilchen sich wieder unter der Wirkung des elektrischen Feldes verschieben, wird  $s = s_0 \cdot f(\frac{l}{a})$ , wenn  $s_0$  die auf unendlichen hohen Druck extrapolierte Verschiebung bedeutet, während die Verschiebung  $s$  als Funktion des Druckes gemessen wird. Die experimentell recht schwierige Aufgabe bestand darin, mit ein und demselben Teilchen Verschiebungsversuche in einem möglichst grossen Druckbereich auszuführen und auf diese Weise die Funktion  $f(\frac{l}{a})$  zu bestimmen. Es gelang in zahlreichen Fällen, die Versuche durchzuführen, wenn der Millikan-Kondensator von Atmosphärendruck bis auf etwa 2 cm Druck ausgepumpt und hernach wieder bis zu annähernd Atmosphärendruck gefüllt wurde. Das Resultat ist das folgende: Die Funktion  $f(\frac{l}{a})$  lässt sich genau wie in den Versuchen Millikan's, in denen Ölropfchen frei durch ihr Gewicht fallen, in der Form schreiben:  $f(\frac{l}{a}) = 1 + A' \frac{l}{a}$ . Die Grösse  $A'$  ist ebenfalls wie bei Millikan noch schwach vom Druck abhängig. Der Grenzwert, dem sich  $A'$  mit steigendem Druck nähert, ist für Selenteilchen in Luft als Mittelwert aus 13 Messreihen:  $A = 0,875 \pm 0,035$ .

---

### Die Absorptionsspektren einiger Kohlenwasserstoffverbindungen im Schumann-Gebiet

von E. P. CARR und H. STÜCKLEN.

(Vorgetragen von H. Stücklen, Zürich, Universität.)

Das Ziel der folgenden Untersuchungen, die im Mount Holyoke College in Massachusetts (U. S. A.) ausgeführt wurden, war, Einblick in den Einfluss der Kohlenstoff-Doppelbindung auf das Absorptionsspektrum einfacher Kohlenwasserstoff-Verbindungen zu gewinnen. Darum wurden sowohl gesättigte als auch ungesättigte Kohlenwasserstoffe untersucht, und unter den letzteren wieder Isomere, d. h. Verbindungen, bei denen bei gleicher Zahl der Kohlenstoff- und Wasserstoff-Atome die Doppelbindung an einer

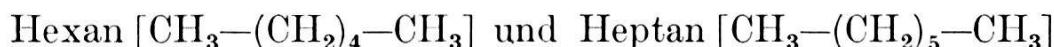
anderen Stelle des Moleküls gelegen ist. Es handelte sich durchwegs um wasserklare Substanzen, und da die gesättigten Kohlenwasserstoffe bekanntlich auch noch im Quarz-Ultraviolett durchlässig sind, so wurde als Spektralbereich für die Untersuchung das Schumann-Gebiet gewählt. Hier absorbieren die Stoffe so stark, dass man sie in Dampfform untersuchen kann.

Einige Worte seien über die experimentelle Anordnung vorausgeschickt. Die kontinuierliche Lichtquelle war eine  $H_2$ -Lampe, die dem in Göttingen ausgearbeiteten Modell nachgebildet war und auch unter den gleichen Bedingungen betrieben wurde (ca. 5 mm Druck des strömenden  $H_2$ , 300 mA-Strom bei 1500—2000 Volt Spannung). Der Spektralapparat war ein grosser Hilger'scher Vakumspektrograph mit einem Flussspathprisma von 2,2 cm Basislänge. Die Dispersion betrug 16 Å/mm bei 2300 Å und stieg bis 3 Å/mm bei 1460 Å. Da die Kohlenwasserstoffe sehr stark mit allen Fetten und Kittmaterialien für die Fenster reagieren, die ungesättigten sich auch ausserordentlich leicht unter der Wirkung des Lichtes zersetzen, so erforderte die Konstruktion und die Reinhaltung der Absorptionszelle besondere Aufmerksamkeit. Zunächst waren die Zellen, deren Länge zwischen 3 cm und 20 cm lag, nicht wie üblich mit dem Spektrographen oder der Lampe starr verbunden, sondern frei beweglich und darum leicht austauschbar. Die Luft zwischen den Fenstern, die unterhalb 1800 Å stark absorbiert, wurde durch einen Stickstoffstrom verdrängt. Um eine Anreicherung der Zersetzungspprodukte in der Zelle zu vermeiden, strömten die Dämpfe vom Vorratsgefäß, in dem sich die flüssigen Substanzen befanden, kontinuierlich durch das Absorptionsrohr, ohne auf ihrem Weg mit Fetthähnen oder -Schliffen in Berührung zu kommen. Ausserdem war aber noch ein besonderer Fensterschutz notwendig, der verhinderte, dass die Reaktionsprodukte der Dämpfe mit dem Kittmaterial der Fenster sich als eine dünne, ölige Haut über die Flussspathfenster zogen. Dieser Schutz bestand in einem Gasstrom,  $N_2$  oder  $H_2$ , der direkt gegen die Fenster blies, und so die Kohlenwasserstoffdämpfe von ihnen fernhielt. Die erhaltenen Spektren waren identisch, ob  $N_2$  oder  $H_2$  als Füllgas benutzt wurde, es besteht also keine photochemische Reaktion zwischen den Kohlenwasserstoffen und den beiden Gasen, deren Reaktionsprodukte im Schumann-Gebiet absorbieren und darum das Spektrum der reinen Kohlenwasserstoffe stören könnten. Dieser Fensterschutz hat sich ausserordentlich gut bewährt, ja, man kann sagen, ohne ihn wäre es kaum möglich gewesen, die Spektren rein zu erhalten.

Alle Substanzen waren mit einem hohen Grad chemischer

Reinheit im chemischen Laboratorium des Mount Holyoke College hergestellt, bzw. dort gereinigt worden.

Die beiden gesättigten Kohlenwasserstoffe, die zur Untersuchung kamen,

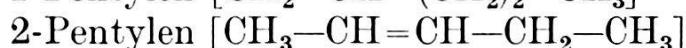
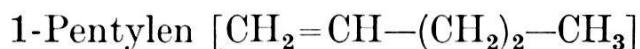


besitzen beide eine strukturlose Bande, deren Maximum unterhalb 1530 Å (etwa bei 1500 Å) liegt, und die sich mit steigendem Druck stark verbreitert. Sie ähnelt in bezug auf Strukturlosigkeit und Breite der von LADENBURG, VAN VOORHIS und BOYCE<sup>1)</sup> gemessenen und von STUECKELBERG<sup>2)</sup> berechneten O<sub>2</sub>-Bande. Es ist anzunehmen, dass die Absorption des Lichtes mit einer Zerreissung der C—C-Bindung verbunden ist. Für langwelligeres Licht, als dieser Dissoziationsbande entspricht, sind beide gesättigte Kohlenwasserstoffe durchsichtig.

Die Einführung einer Doppelbindung in das Molekül hat nun einen wesentlichen Einfluss auf das Absorptionsspektrum. Untersucht wurde:



und drei verschiedene Pentylene (C<sub>5</sub>H<sub>10</sub>), nämlich



und



Alle 4 Substanzen besitzen schwache Absorptionsbanden im Quarz-Ultraviolett, die, an Flüssigkeiten aufgenommen, teils bereits in der Literatur bekannt sind, teils jetzt im Mount Holyoke College gemessen werden. Mit ihnen haben wir uns bisher nicht beschäftigt. Sie haben ausserdem zwei verschiedene Bandensysteme im Schumann-Gebiet. Die breite Dissoziationsbande, deren Maximum bei den gesättigten Kohlenwasserstoffen etwa bei 1500 Å zu suchen ist, ist nach Rot verschoben, ohne den Charakter der Strukturlosigkeit und Breite zu verlieren. Das Maximum liegt bei allen 4 Substanzen an der gleichen Stelle bei etwa 1750 Å. Der Dissoziationsbande nach Rot hin vorgelagert ist je ein System von Schwingungsbanden, deren Lage und Abstand voneinander für eine jede Substanz charakteristisch ist, und deren Absorptions-

<sup>1)</sup> R. LADENBURG, C. C. VAN VOORHIS und J. C. BOYCE. Phys. Rev. **40**, 1932, 1018.

<sup>2)</sup> C. G. STUECKELBERG. Phys. Rev. **42**, 1932, 518.

koeffizienten durchwegs kleiner als die der Dissoziationsbande sind. Diese Schwingungsbanden liegen im Bereich 2200 Å bis 1800 Å, die Schwingungsdifferenzen der Maxima betragen  $600 \text{ cm}^{-1}$  bis  $1000 \text{ cm}^{-1}$ , jedoch haben sich bis jetzt noch keine Gesetzmässigkeiten finden lassen. Typisch für alle diese Banden ist das vollständige Fehlen einer Rotationsstruktur. Das Bandensystem ist am weitesten nach Rot verschoben für Trimethyläthylen, wo es von 2200 Å bis 2060 Å reicht, am weitesten nach Violett für 1-Heptylen, wo es zwischen 1947 Å und 1837 Å liegt.

Als einzige zyklische Verbindung wurde schliesslich noch Benzol ( $C_6H_6$ ) untersucht. Hier ist insofern eine Änderung des Spektrums zu erwarten, als zwischen den drei  $C=C$ - und den drei  $C-C$ -Bindungen Kopplungseffekte auftreten können. Wir finden beim Benzol statt der zwei Bandenarten bei den aliphatischen Verbindungen drei unter sich verschiedene Arten von Banden.

Die starke und ganz strukturlose Dissoziationsbande ist wieder vorhanden, sie ist weiter nach Rot verschoben und lässt bei sehr geringen Drucken deutlich zwei Maxima bei 1805 Å und 1778 Å erkennen. Ein drittes, äquidistantes Maximum bei 1751 Å ist möglich, aber noch nicht ganz sichergestellt. Mit steigendem Druck fliessen die Maxima schnell ineinander und lassen nur eine breite Bande erkennen. Wie bei den aliphatischen Verbindungen schliesst sich nach Rot ein System von Schwingungsbanden an, die beim Benzol ausgeprägter erscheinen, aber ebenfalls keine Rotationsstruktur besitzen. Es lassen sich deutlich 7 Einzelbanden erkennen, die 4 ersten sind annähernd äquidistant, während die 3 letzten mit der vierten zusammen stark gegen eine Grenze konvergieren. Die Banden scheinen aufgespalten zu sein, was den Eindruck erweckt, als ob zwei verschiedene Schwingungsfrequenzen einander überlagert sind. Ausser diesen 2 Bandensystemen, die bereits von den ungesättigten aliphatischen Verbindungen her bekannt sind, tritt nun beim Benzol noch ein System von gänzlich verschiedenem Charakter auf. Acht Bandengruppen, jede Gruppe aus 2 Banden von fast linienförmiger Schärfe bestehend, erstrecken sich bei konstantem Abstand sowohl der Gruppen voneinander als auch der 2 Linien einer jeden Einzelgruppe von 1789.3 Å bis 1735.1 Å. Das Intensitätsverhältnis der 2 zu einer Gruppe gehörenden Banden beträgt etwa 1 : 2, das der Gruppen fällt stark von Rot nach Violett ab. Doch tritt eine Unregelmässigkeit auf: die Gruppen 2 und 3, die an die Stelle gehören würden, auf die eines der Maxima der Dissoziationsbande fällt, fehlen vollständig; der Abstand der Gruppen 1 und 4 von

einander beträgt genau das 3-fache des normalen Abstandes der übrigen Gruppen. Wir haben es hier also mit einer jener Störungen zu tun, die auftreten können, wenn Potentialkurven einander schneiden. Welches die störende Potentialkurve ist, muss vorläufig noch unentschieden bleiben.

Zusammenfassend lässt sich sagen: Das einfachste Spektrum in Absorption, eine einzige Dissoziationsbande, die weit im Schumann-Gebiet liegt, besitzen die gesättigten Kohlenwasserstoffe. Wir möchten sie der C—C-Bindung zuschreiben. Für die 4 untersuchten ungesättigten Kohlenwasserstoffe ist diese Bande nach Rot verschoben, ohne ihren Charakter zu verändern. Es ist darum wahrscheinlich, dass sie das Zerreissen einer oder beider Valenzen der C=C-Bindung bedeutet. Dieser Bande vorgelagert ist ein System von rotationslosen Schwingungsbanden, deren Lage für jeden der 4 Stoffe charakteristisch ist. Beim Benzol ist die Dissoziationsbande noch weiter nach Rot verschoben und ist aufgespalten. Die Zahl der Schwingungsbanden ist grösser, und die Banden treten deutlicher hervor. Ein drittes System scharfer und äquidistanter Doppelbanden deutet auf eine Schwingung von andersartigem Charakter. In diesem dritten System ist deutlich eine Störung der Banden feststellbar.

---

### Über die Elektronen- und Ionenstromdichteverteilung in wandfreien Gasentladungen

von M. WEHRLI und A. SIBOLD (Basel).

Für wandfreie Gasentladungen ist die Verteilung der Elektronen- und Ionenstromdichte senkrecht zur Entladungssachse von besonderem Interesse, schon um die Ausdehnung der Entladung genau festzulegen. Bis jetzt liegen z. B. bei der Bogenentladung nur Messungen vor, welche lediglich einen Mittelwert der obigen Stromdichten über den gesamten Entladungsquerschnitt liefern, woraus nur unsichere Schlüsse auf die Absolutwerte gemacht werden können. Vorliegende Arbeit ergibt eine Methode, welche gestattet, die Absolutwerte der Elektronen- und Ionenstromdichte zu messen ohne Verwendung isolierter Sonden<sup>1)</sup>. Die Methode beruht darauf, dass eine blanke drahtförmige Wolframsonde unter Verwendung geeigneter Fetschliffe parallel zu sich

<sup>1)</sup> Der Gebrauch isolierter Sonden versagt in den meisten Fällen aus drei Gründen: Die Isolation erhöht die durch Einführung der Sonde bedingte Störung beträchtlich. Die Isolation wird leitend infolge Erwärmung oder sie überzieht sich infolge Kathodenersteräubung mit einer Metallschicht.

selbst in die Entladung eingeschoben wird, wobei für verschiedene Distanzen  $d$  (s. Fig. 1) LANGMUIR'sche Sondecharakteristiken (Strom-Spannungskurven an der Sonde) gemessen werden. Fig. 1 enthält für einen Wolframbogen in Stickstoff eine solche Schar von Sondecharakteristiken.

Bezeichnet man mit  $i$  die Stromdichte, welche im Abstande  $r$

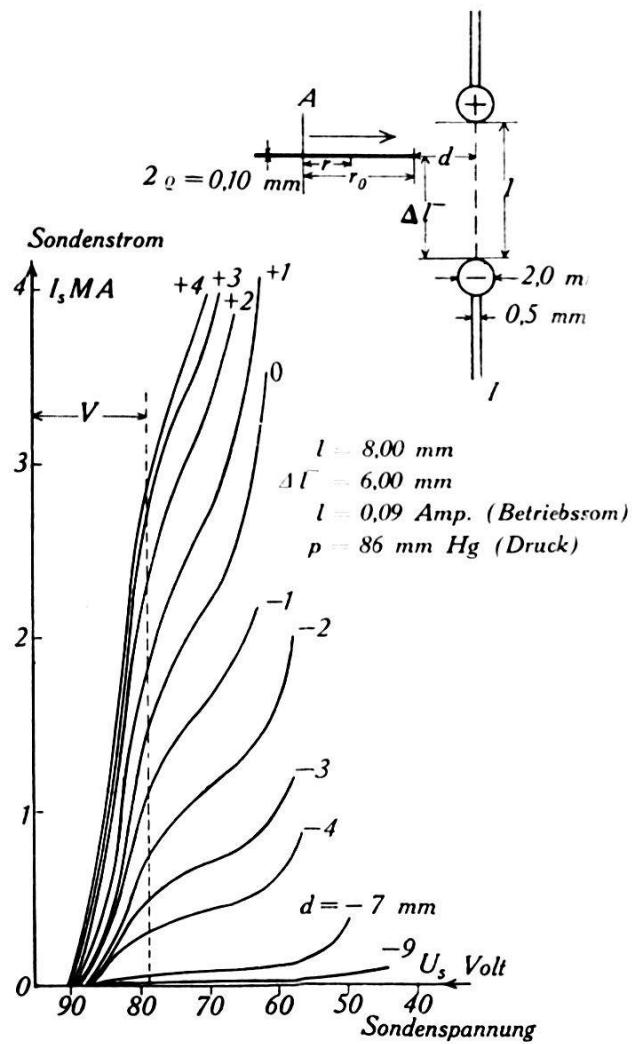


Fig. 1.  
Sondecharakteristiken.

von einem festen Punkte  $A$  ausserhalb der Entladung auf die Sonde vom Radius  $\varrho$  fliesst, so besteht zwischen dem Sondenstrom  $I_s$  und  $i$  folgende Gleichung:

$$I_s = 2\pi\varrho \int_0^{r_0} i dr + \varrho^2 \pi i_0, \quad (1)$$

wenn  $i_0$  die Stromdichte bei  $r_0$  bedeutet. Der erste Summand entspricht dem Strome auf den Zylindermantel, der weite dem Strome

auf die Vorderfläche der Sonde.  $i$  hängt dabei vom Orte  $r$  und der Differenz  $U_s - V$  ab, falls  $U_s$  das Sondenpotential und  $V$  das Raumpotential am Orte  $r$  darstellt.<sup>1)</sup> Macht man den Sondenradius  $\varrho$  klein, so wird in den praktischen Fällen der 2. Summand klein, und man erhält für die Stromdichte  $i$  in guter Näherung :

$$i = \frac{1}{2\pi\varrho} \frac{dI_s}{dr} - \frac{1}{4\pi} \frac{d^2 I_s}{dr^2}. \quad (2)$$

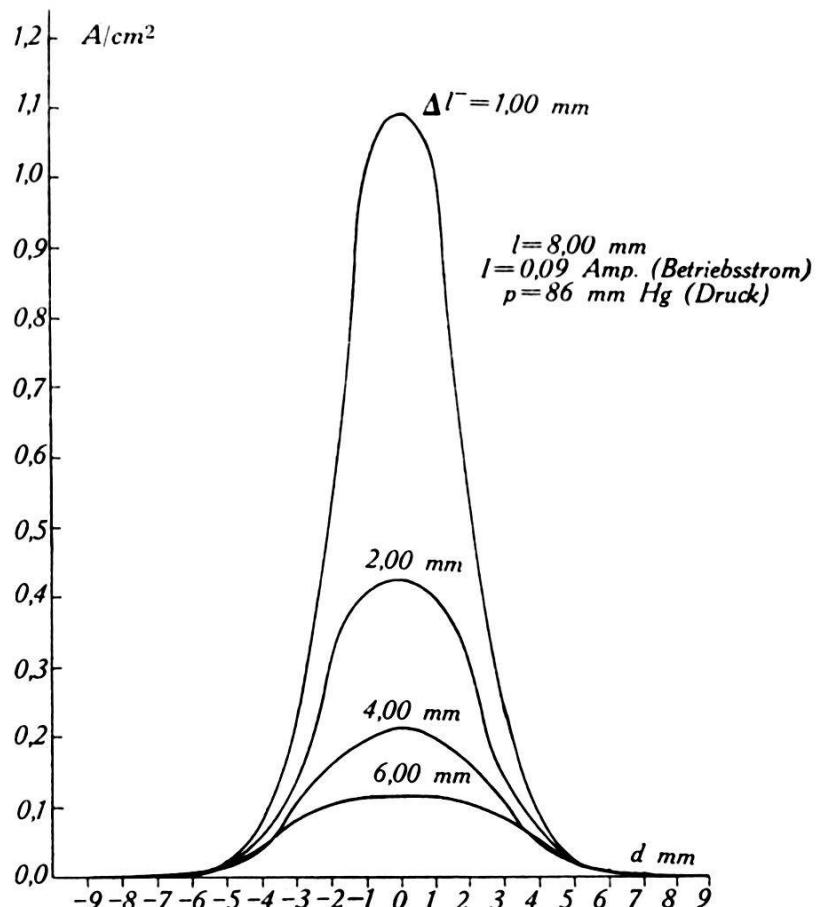


Fig. 2.  
Elektronenstromdichte im Wolframbogen.

Das Raumpotential  $V$  wird gemäss I. LANGMUIR in die Punkte gelegt, wo die  $i - U_s$ -Kurven das Knie aufweisen

$$\left( \frac{\partial^3 i}{\partial U_s^3} = 0 \right).$$

Aus dem zugehörigen  $i$ -Wert ergibt sich die gesuchte Elektronenstromdichte. Der Kurventeil unterhalb der  $U_s$ -Achse liefert ein

<sup>1)</sup> Im allgemeinen kann  $i$  auch von der Neigung des Flächenelementes abhängen, nämlich dann, wenn die translatorische Stromdichte neben der ungeordneten in Betracht fällt, ein Effekt, der noch nicht studiert ist.

Mass für die Stromdichte der positiven Ionen. Diese Methode gilt auch für den Fall, dass die Flächen konstanten Raumpotentials keine Ebenen senkrecht zur Entladungsachse sind; sie kann dazu dienen, diese Flächen und damit die gesamte Raumpotentialverteilung in der Entladung auszumessen. Liegen die Knies, wie in Fig. 1, nahezu senkrecht übereinander, so ist das Raumpotential längs der Sonde konstant und man kann dasselbe der Fig. 1 entnehmen. Die differenzierte Kurve der zu  $V$  gehörenden  $I_s$ -Werte liefert direkt die gesuchte Verteilung der Elektronenstromdichte.

*Resultate für den Wolfram-Stickstoffbogen.* Die von M. WEHRLI und P. BÄCHTIGER<sup>1)</sup> gefundene Zunahme der positiven Ionенstromdichte vor der Kathode wird bestätigt.

Fig. 2 enthält die Elektronenstromdichteverteilung als Funktion des Abstandes von der Kathode  $\Delta l^-$ . Wie man erkennt, steigt dieselbe vor der Kathode stark an, ganz analog wie die Ionenstromdichte. Diese starke Ionisation vor der Kathode wird durch die im Kathodenfalle beschleunigten Elektronen hervorgerufen. Tabelle 1 enthält die maximalen Elektronenstromdichten

**Tabelle 1.**  
 $I = 0,09 \text{ A}$ ,  $p = 86 \text{ mm}$

$\Delta l^- \text{ mm}$	$i_m \text{ A/cm}^2$	$2\pi \int i r dr \text{ A}$
1	1,09	0,21
2	0,43	0,14
4	0,22	0,085
6	0,12	0,074

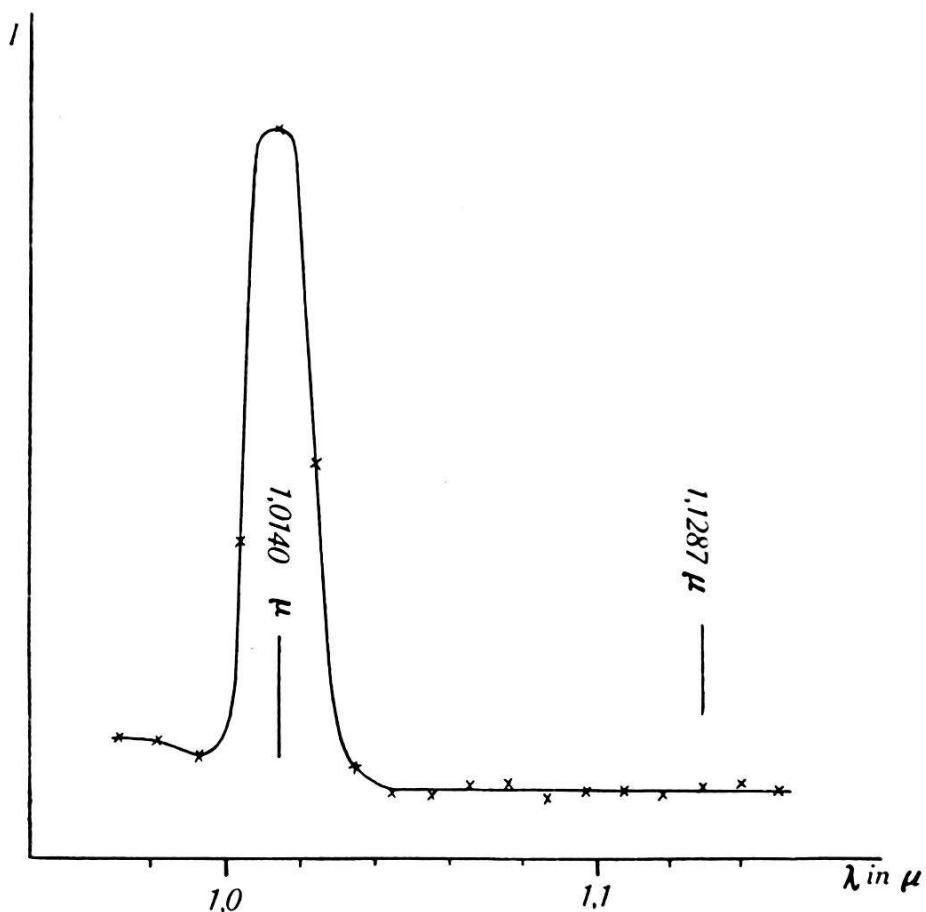
$i_m$ . In der Kolonne 3 ist die gesamte Stromstärke angegeben, welche sich durch Integration von  $i$  über den Entladungsquerschnitt ergibt. Interessant ist dabei, dass dieselbe für grosses  $\Delta l^-$  die Grössenordnung des translatorischen Stromes  $I$  (0,09 A) erreicht.

Die Elektronen- und Ionenstromdichte steigt mit abnehmendem Drucke an, was nach dem Verhalten der Abfallweiten (l. c.) erwartet werden muss. Die Ausdehnung der Bogenentladung hängt vom Drucke nur wenig ab. Die Flächen konstanten Raumpotentiales sind nahe an den Elektroden keine Ebenen, sondern sie nähern sich der Gestalt der Elektrodenoberflächen.

<sup>1)</sup> M. WEHRLI und P. BÄCHTIGER, Helv. Phys. acta **4**, 290, 1931.

**Über die langwellige Empfindlichkeitsgrenze der Cäsiumoxyd-Photozelle**  
von J. P. WIDMER (Zürich, Universität).

In neuerer Zeit wurden in den Philips-Laboratorien Photozellen entwickelt, deren selektiver Effekt im Rot und Ultrarot liegt. Die von DE BOER und TEVES<sup>1)</sup> beschriebenen Zellen besitzen eine auf einer CsO-Unterlage adsorbierte mono-atomare Schicht von Cäsium. Die beiden Autoren haben die Photoemission in Abhängigkeit von der Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes



von 0,5 bis 1,15  $\mu$  gemessen. Dabei verwendeten sie eine Lichtquelle mit kontinuierlichem Spektrum, das durch einen Doppelmonochromator zerlegt wurde. Sie fanden das Empfindlichkeitsmaximum bei 0,61  $\mu$ , die langwellige Grenze der Empfindlichkeit bei ungefähr 1,15  $\mu$ . An ihrer Kurve fällt aber auf, dass sie bei 1,15  $\mu$  noch nicht auf Null hinunter geht, sondern fast parallel zur Abszissenachse, in einem kleinen Abstand von derselben verläuft. Es ist also noch ein Photostrom vorhanden. Um zu entscheiden, ob die Zelle für diesen Teil der Kurve und eventuell auch noch für längere Wellen empfindlich ist, oder ob bei DE BOER

<sup>1)</sup> DE BOER und TEVES: Zeitschr. f. Phys. **65**, 489; 1930.

und TEVES die geringen Photoströme nur durch Streulicht vorgetäuscht sind, wurde folgender Versuch gemacht:

Auf eine technische Philips-Photozelle, die der von DE BOER und TEVES untersuchten entspricht, wurden ultrarote Linien des Quecksilberbogen-Spektrums eingestrahlt, welche mittels Monochromator ausgeblendet waren. Gemessen wurden die verstärkten Photoströme im Bereich der beiden Linien  $1,0142 \mu$  und  $1,1289 \mu$ . Zur Verstärkung diente eine von der General Electric Co. hergestellte, unter der Bezeichnung Pliotron herausgegebene Doppelgitterröhre mit besonders gut isoliertem Gitter. So ergab sich bei  $1,0142 \mu$  ein Galvanometerausschlag von 280 mm (vgl. Figur). An der Stelle, wo die Linie  $1,1289$  eingestrahlt wurde, zeigt sich keine Überhöhung der Kurve, trotzdem nach Mc ALISTER<sup>1)</sup> die Linie  $1,1289$  halb so stark ist wie  $1,0142$ . Daraus ist zu schliessen, dass die verwendete Photozelle für Licht von der Wellenlänge  $1,1289$  keine Empfindlichkeit mehr besitzt. Der konstante Ausschlag bei DE BOER und TEVES ist also auf Streulicht zurückzuführen.

### Eine neue Methode zur Messung der Intensität der Compton-Strahlung

von E. O. WOLLAN<sup>2)</sup> (Zürich E. T. H.).

Zur Messung der Intensität der Comptonstrahlung ist eine neue Methode entwickelt worden, die in der Verwendung von drei passenden Absorptionsfiltern besteht. Durch diese Methode wurde es ermöglicht, Messungen des Verhältnisses der Intensitäten von Comptonverschobener Strahlung zu unverschobener Strahlung zu machen, nicht nur an festen Stoffen, sondern auch an Gasen, in welchem Fall ein direkter Vergleich mit der Theorie möglich ist.

#### *Konstruktion und Eichung der Filter.*

Die Strahlung von einer Röntgenröhre mit einer Molybdän-Antikathode, deren  $K_{\alpha}$ -Linie eine Wellenlänge von etwa  $0,71 \text{ \AA}$  hat, wurde als Primärstrahlung benutzt. Die Filter wurden aus den Oxyden der Elemente Zr, Yt und Sr gemacht, für welche die Absorptionskanten bei den Wellenlängen  $0,6872 \text{ \AA}$ , bzw.  $0,7255 \text{ \AA}$ , bzw.  $0,7693 \text{ \AA}$  liegen. Die fein pulverisierten Oxyde dieser Elemente wurden mit ein wenig Paraffin als Bindemittel zu flachen Scheiben gepresst.

<sup>1)</sup> E. D. Mc ALISTER: Phys. Rev. II 34, 1142; 1929.

<sup>2)</sup> National Research Fellow.

Für jedes Filter wurde die Intensität der hindurchgelassenen Strahlung in Funktion der Wellenlänge mittels eines Kristallspektrometers bestimmt. Die Dicke der Filter wurde durch Ausprobieren so festgelegt, dass die Intensität der hindurchgelassenen Strahlung *ausserhalb des Gebietes der Absorptionskanten* bei allen Filtern für gleiche Wellenlänge gleichen Absolutwert hatte, wie in Fig. 1 ersichtlich ist.

### *Intensitätsmessungen.*

Für diese Messungen wurde ein Spektrometer mit Ionisationskammer verwendet; der Ionisationsstrom wurde mit einem Compton Elektrometer gemessen. Es sind Messungen der Streuung

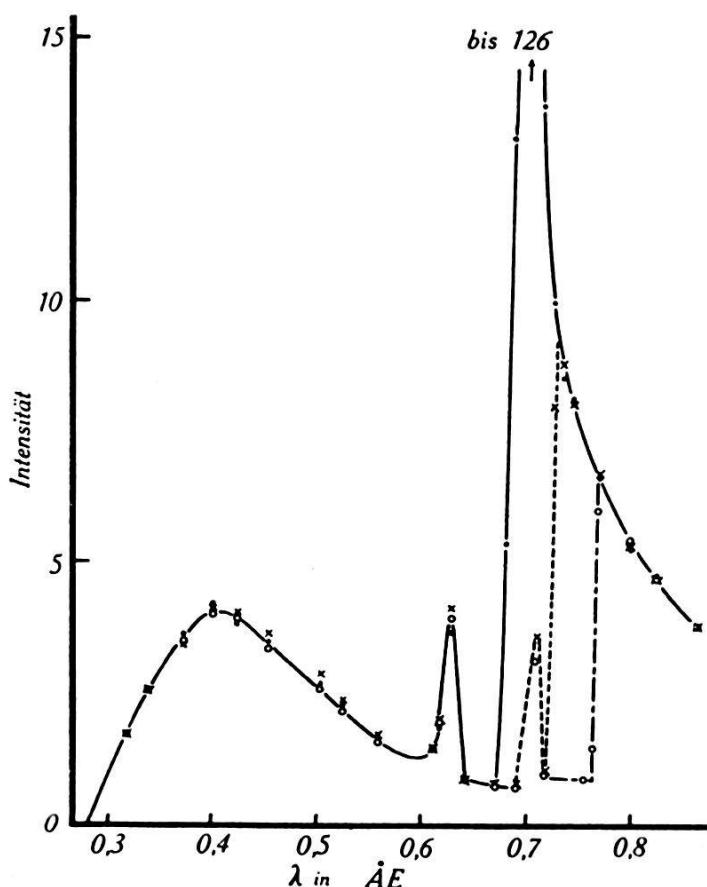


Fig. 1.

an den Gasen: Argon, Sauerstoff und Stickstoff, sowie an einer Anzahl fester Elemente und Verbindungen gemacht worden. Die Gase wurden unter hohem Druck (etwa 20 Atm.) in einer besonders konstruierten Kammer, mit Celluloidfenstern für eintretenden und austretenden Strahl, gehalten. Die streuenden Substanzen wurden in den Primärstrahl in die Mitte des Spektrometertisches gestellt, und die Ionisationskammer unter einem Winkel von  $120^{\circ}$

zum Primärstrahl eingestellt. Ein Schlitten an der Vorderseite der Ionisationskammer erlaubte die drei Filter wahlweise in den gestreuten Strahl zu bringen. Die Intensität der durch diese drei Filter hindurchgelassenen Streustrahlung wurde nacheinander bei konstanter Primärintensität gemessen.

Die gestreute Strahlung besteht aus der gestreuten Bremsstrahlung, den unverschobenen  $K_{\alpha}$ -Linien und den verschobenen  $K_{\alpha}$ -Linien. Die unverschobenen  $K_{\alpha}$ -Linien werden vom Zr-Filter gut durchgelassen, und vom Yt-Filter stark absorbiert, so dass die Differenz der Ablesungen für diese zwei Filter der Intensität der unverschobenen  $K_{\alpha}$ -Strahlung entspricht. Da die durch die beiden Filter hindurchgelassene gestreute Bremsstrahlung dieselbe ist, tritt sie in der Differenz nicht auf. Für einen Streuwinkel von  $\varphi = 120^{\circ}$  hat die verschobene  $K_{\alpha}$ -Linie eine Wellenlänge von 0,746 Å und liegt somit zwischen den Absorptionskanten von Yt und Sr (siehe Fig. 1). Sie wird vom Yt-Filter gut durchgelassen und vom Sr-Filter stark absorbiert, so dass die Differenz der Ablesungen für diese zwei Filter die Intensität der verschobenen  $K_{\alpha}$ -Strahlung liefert. Wegen der verschiedenen Absorption von unverschobener und verschobener Streustrahlung und wegen der gestreuten Bremsstrahlung im Gebiet zwischen den Absorptionskanten der Filter sind gewisse Korrekturen anzubringen.

Die experimentell unter Berücksichtigung oben genannter Korrekturen gefundenen Werte des Verhältnisses  $I_{\text{ver}}/I_{\text{unv}}$  sind in Tabelle I gegeben.

### Vergleich mit der Theorie.

Die Theorie der Streuung eines Gases wurde unabhängig voneinander von G. WENTZEL<sup>1)</sup> und I. WALLER<sup>2)</sup> auf Grund der Wellenmechanik und von A. H. COMPTON<sup>3)</sup> und C. V. RAMAN<sup>4)</sup> auf Grund der klassischen Theorie entwickelt. Nach der wellenmechanischen Theorie ergeben sich folgende Formeln für die Intensität der verschobenen und unverschobenen Strahlung:

$$I_{\text{unv}} = I_e \left[ \sum_1^z f_n \right]^2$$

$$I_{\text{ver}} = I_e \left[ Z - \sum_1^z (f_n)^2 \right]$$

<sup>1)</sup> G. WENTZEL, Zeitschr. f. Physik **1**, 43 und 779 (1927).

<sup>2)</sup> I. WALLER, Phil. Mag. **4**, 1228 (1927).

<sup>3)</sup> A. H. COMPTON, Phys. Rev. **35**, 925 (1930).

<sup>4)</sup> C. V. RAMAN, Ind. Journ. Phys. **3**, 357 (1928).

wobei  $I_e$  die Intensität der Streustrahlung eines einzelnen Elektrons nach Thomson's Theorie,  $Z$  die Ordnungszahl,  $f_n$  der Strukturfaktor für das  $n^{\text{te}}$  Elektron ist. Die obigen Formeln sind abgeleitet für langwellige Röntgenstrahlen. Für die hier verwendete kurzwellige Strahlung ist ein Faktor  $(1 + \gamma \text{ vers } \varphi)^{-3}$  in der Formel für  $I_{\text{ver}}$  hinzuzunehmen, wobei

$$\gamma = \frac{h}{mc\lambda}.$$

Unter Verwendung der nach Hartree's Methode errechneten Werte für  $f_n$  sind die Werte von  $I_{\text{ver}}/I_{\text{unv}}$  gemäss obigen Gleichungen berechnet worden; sie finden sich in der letzten Spalte der Tabelle I. Ein Vergleich der theoretisch und experimentell erhaltenen Werte von  $I_{\text{ver}}/I_{\text{unv}}$  zeigt befriedigende Übereinstimmung.

Element	$(I_{\text{ver}}/I_{\text{unv}})$ Exp.	$(I_{\text{ver}}/I_{\text{unv}})$ Theorie
Stickstoff . . . .	5.10	5.08
Sauerstoff . . . .	4.49	4.34
Argon . . . . .	1.27	1.44

## Über den Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur der Hg-Linie 2536

von A. ZVIRONAS (Zürich, Universität).  
(Vorgetragen durch K. Zuber.)

1. Die Resonanzlinie 2536 des Quecksilbers besitzt bekanntlich eine Hyperfeinstruktur, die aus fünf Linien besteht. Ihre Abstände von der mittleren Komponente sind nach MAC NAIR<sup>1)</sup> — 25,4 — 10,4 0 +11,5 und + 21,5 Milli-Angström-Einheiten. Dicht bei der Komponente — 10,4 liegt noch eine schwächere Linie — 8,5 (Fig. 1b)<sup>2)</sup>.

MROZOWSKI<sup>3)</sup> konnte zeigen, dass es möglich ist, einzelne Komponenten der Hyperfeinstruktur auszufiltern. Lässt man die Resonanzlinie durch ein etwa acht Centimeter langes, mit Hg-Dampf bei Zimmertemperatur gefülltes Rohr gehen, welches sich in einem Magnetfeld von 3500 Gauss befindet, so werden die  $\pi$ -Komponenten (Elektrischer Vektor parallel den Feldlinien) von — 10,4,

<sup>1)</sup> W. A. MACNAIR, Phys. Rev. **31**, 988, 1928.

<sup>2)</sup> H. SCHÜLER u. J. E. KEYSTON, Z. f. Phys. **72**, 423, 1931.

<sup>3)</sup> S. MROZOWSKI, Bull. Acad. Pol. S. **464**, 1930; S. 489, 1931.

$-8,5$  0  $+11,5$  und  $+21,5$  absorbiert und nur  $-25,4$  durchgelassen. Setzt man daher hinter das Absorptionsgefäß ein Nicol, welches  $\pi$ -Licht durchlässt, so besitzt man ein Filter, das allein für  $-25,4$  durchlässig ist. Diese Anordnung ermöglicht es, Versuche mit einer einzigen Hyperfeinstrukturkomponente auszuführen. Sie wurde verwendet, um den Zeeman-Effekt einzelner Hyperfeinstrukturkomponenten von 2536 bei mittleren Feldern

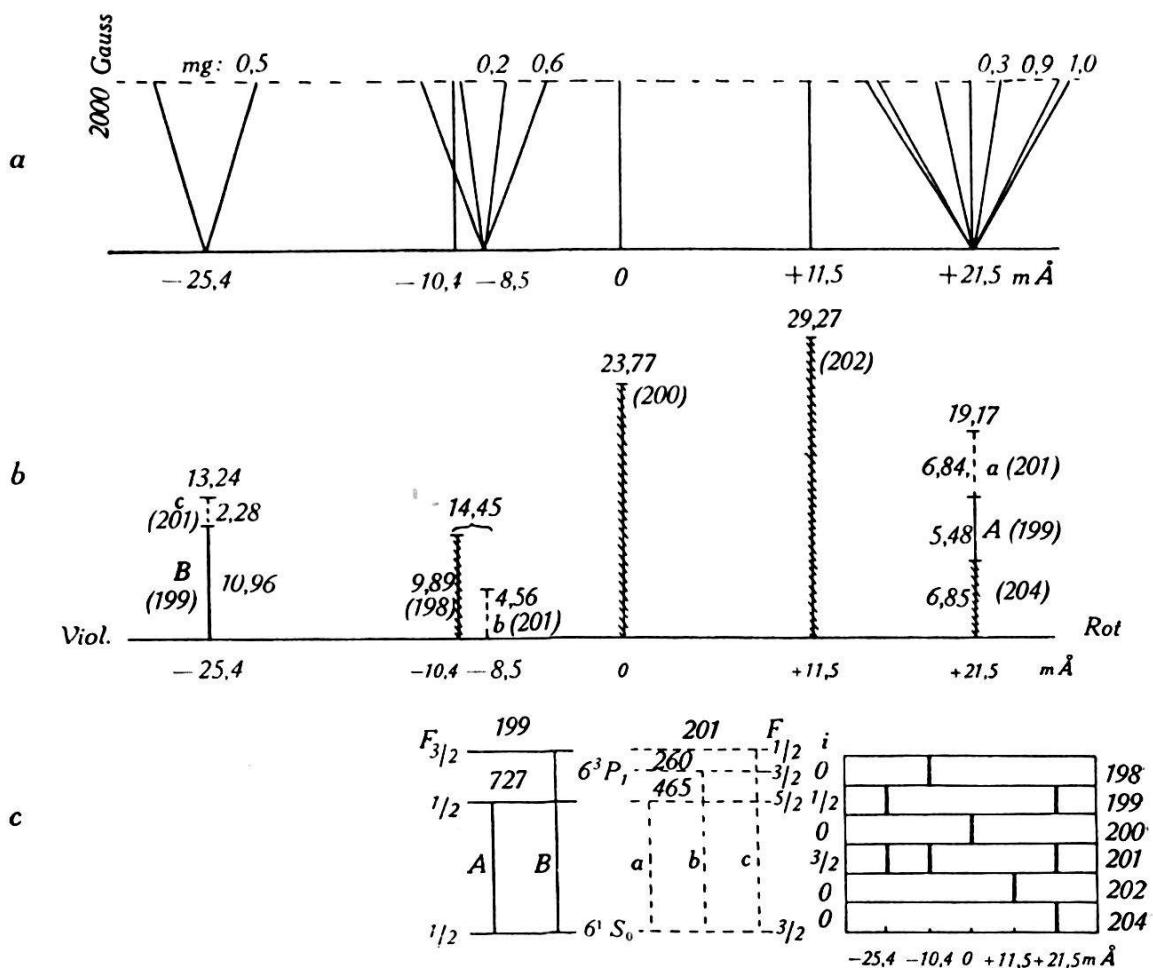


Fig. 1.

zu untersuchen. Über die Resultate, welche für die  $\pi$ -Komponenten erhalten wurden, sei hier kurz berichtet.

2. In Fig. 2 ist der Strahlengang wiedergegeben. Das Licht der Resonanzlampe  $R$  wird im Absorptionsgefäß  $A_I$  gefiltert. Rechts vom Nicol  $N$  ist nur noch Licht von  $-25,4$  vorhanden. Dieses fällt auf das Absorptionsgefäß  $A_{II}$ , das sich im Magnetfeld  $H_{II}$  befindet. Die Feldlinien von  $H_I$  und  $H_{II}$  sind einander parallel und stehen normal zur Strahlenrichtung. Das von  $A_{II}$  durchgelassene Licht wird auf eine Photozelle geworfen und der Photostrom mit einer Doppelgitterröhre verstärkt. In dieser An-

ordnung sind die Vorteile der schönen Arbeit von SCHEIN<sup>1)</sup> mit den Ergebnissen von MROZOWSKI vereinigt.

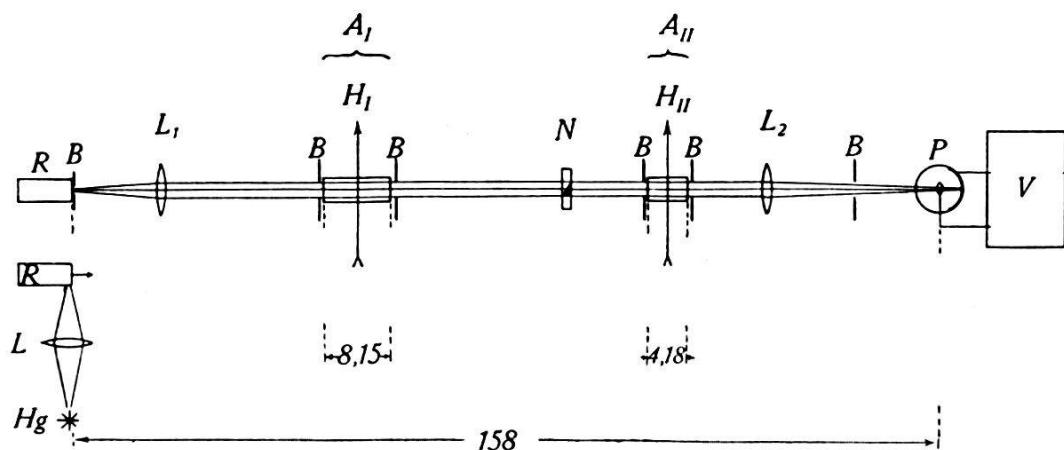


Fig. 2.

3. In Fig. 3 finden sich die Resultate wiedergegeben. Als Abszisse ist das Feld  $H_{II}$  in Kilogauss, als Ordinate der Galvanometerausschlag, welcher proportional der Lichtintensität ist, auf-

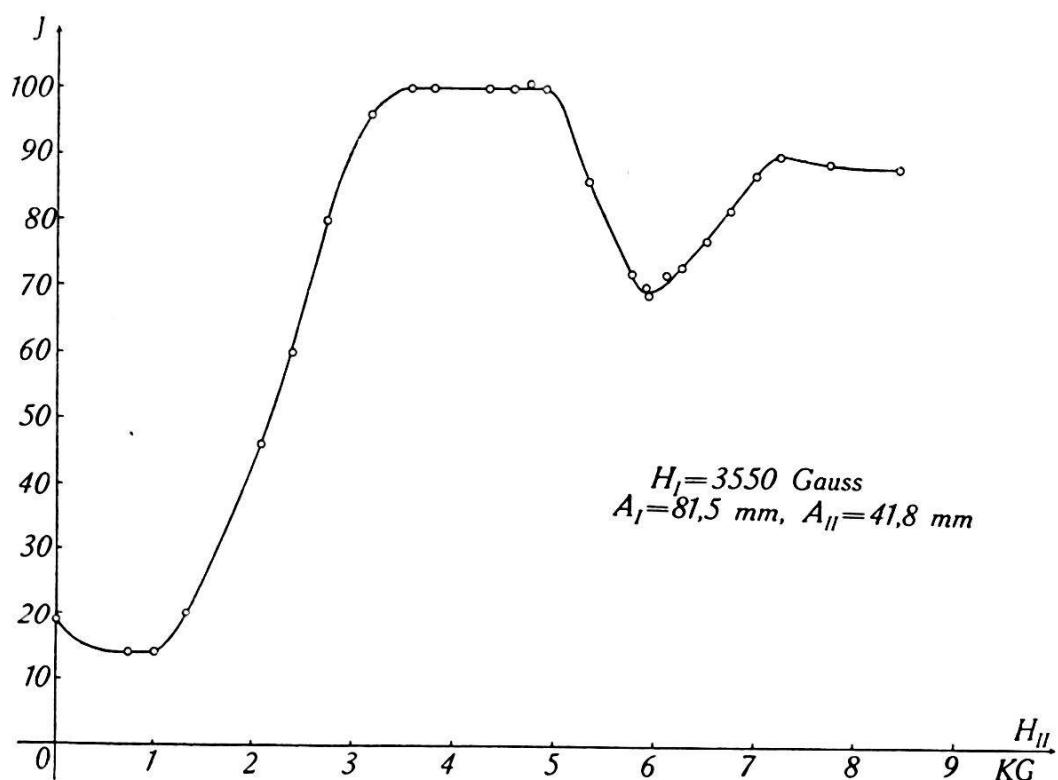


Fig. 3.

getragen. Bei kleinen Feldern wird das Licht fast völlig absorbiert. Der noch beobachtete Ausschlag kann von Streulicht und vom Untergrund<sup>2)</sup> herrühren. Mit wachsendem Feld spaltet die

<sup>1)</sup> M. SCHEIN, Ann. d. Phys. **85**, 257 (1928).

<sup>2)</sup> S. MROZOWSKI, loc. cit.

Absorptionslinie — 25,4 auf und zwischen 3500 und 5000 Gauss wird, wie dies aus dem horizontalen Verlauf der Kurve geschlossen werden darf, das Licht vollständig durchgelassen. Bei höheren Feldern tritt eine Einsenkung auf. An dieser Stelle wandert somit eine Absorptionslinie über die Komponente — 25,4.

4. In Fig. 1a findet sich der Zeeman-Effekt der  $\pi$ -Komponenten der einzelnen Hyperfeinstrukturlinien, wie er aus den Angaben von SCHÜLER und KEYSTON<sup>1)</sup> für sehr kleine Felder berechnet werden kann<sup>2)</sup>. Es ist ersichtlich, dass für eine Erklärung der Einsenkung auf Grund dieses Schemas nur jene  $\pi$ -Komponente von — 8,5 in Frage kommen kann, welche bei kleinen Feldern einen Aufspaltungsfaktor von 0,6 besitzt. Aus der Lage des Minimums in Fig. 2 ergibt sich, dass der Aufspaltungsfaktor dieser Komponente für mittlere Felder grösser als für kleine Felder sein muss. Ein ähnliches Verhalten des Aufspaltungsfaktors ist von DARWIN<sup>3)</sup> für  $\pi$ -Komponenten eines Triplets berechnet worden.

*Anmerkung bei der Korrektur:* Herr Dr. INGLIS hat die Freundlichkeit gehabt, den Zeeman-Effekt der ungeradzahligen Isotopen für die Linie 2536 für Felder bis zu 15 000 Gauss zu berechnen. Die theoretisch erhaltenen Ergebnisse stimmen vorzüglich mit unseren Resultaten überein. Die Arbeit von Herrn Dr. INGLIS erscheint demnächst in der „Zeit. f. Physik“.

---

<sup>1)</sup> H. SCHÜLER und J. E. KEYSTON, loc. cit.

<sup>2)</sup> Vgl. MÜLLER-POUILLET, Bd. II, 2. Hälfte, Artikel von Back.

<sup>3)</sup> K. DARWIN, Proc. Roy. Soc. (A) **118**, 264 (1928).