Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 24 (1951)
Heft: VI

Vereinsnachrichten: Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique
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: 12.12.2025

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

Copyright 1951 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. – Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. – Tous droits réservés. – Printed in Switzerland.

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

à Lucerne, les 29 et 30 septembre 1951,
à l'occasion de la 131e réunion annuelle
de la Société Helvétique des Sciences Naturelles.

Président: Prof. Dr. A. Mercier (Berne),
Vice-président: Prof. Dr. P. Huber (Bâle),
Secrétaire: Dr. P. Dinichert (Neuchâtel).

Partie administrative.

Sont reçus comme membres ordinaires:
MM. O. Jakito (Zurich) et E. Mooser (Lucerne).

Monsieur W. Häg, Dr. Sc. (Bâle) est désigné comme second vérificateur des comptes.

Partie scientifique.

La réunion est ouverte par un exposé du Professeur P. Auger, de Paris, sur le projet du Laboratoire européen de physique nucléaire.

Mikroschwankungen des Atmosphärendruckes

von F. Dessauer (Fribourg).

Die Physik der Atmosphäre, früher überwiegend eine spezielle Angelegenheit der Meteorologie, hat in den letzten Jahrzehnten allgemeineres Interesse gewonnen. Untersuchungen über die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen, über die kosmische Strahlung, biophysikalische Probleme und neuerdings astronautische Fragen sind zu den früheren meteorologischen und geophysikalischen Interessen hinzugekommen.

Die einschlägigen Arbeiten unseres Institutes, die wir mit dankenswerter Unterstützung der Hoffmann-La-Roche-Stiftung durchführen, und über die von den Herren Graffunder und Schaff-

HAUSER anschliessend berichtet wird, gehen von biologischen Interessen aus. Die Atmosphäre ist Lebensmilieu für alles Organische und als solches viel entscheidender, als der Allgemeinheit bewusst ist. Zwar weiss ein Wetterfühliger, ein an physikalischen Allergien Erkrankter, von seiner Abhängigkeit von atmosphärischen Einflüssen; aber wie weit dieser Einfluss sich auf Pflanze, Tier und Mensch erstreckt, ist wenig bekannt. Es wird aber immer deutlicher, dass er sehr gross ist. Ich schätze, dass er ungefähr ebenso gewaltig ist wie der unter Anteil der ganzen Menschheit eifrig erforschte Einfluss etwa von Virusarten und anderen Mikroorganismen. Aber im Gegensatz zu biochemischen Forschungsgebieten sind die Ergebnisse der Erforschung der biophysikalischen Zusammenhänge zwischen Atmosphäre und Leben noch bescheiden. Sie können nur mit Hilfe der Physiker gefunden werden und liefern der Physik ein weites und ertragreiches Forschungsfeld.

Der Begriff Atmosphäre ist komplex. Sollen Zusammenhänge zwischen Atmosphäre und biologischen Vorgängen klargestellt werden, dann müssen die einzelnen Faktoren des Sammelbegriffes Atmosphäre im Experiment getrennt untersucht werden. Und dies, trotzdem bei der biologischen Beurteilung nie vergessen werden darf, dass sie im Organismus zusammenwirken. Die kombinierte Wirkung der verschiedenen atmosphärischen Faktoren auf die biologischen Objekte stellt weitere besondere Probleme, die man erst klarstellen kann, wenn die biologische Wirkung der einzelnen Faktoren, wie beispielsweise Luftdruck, Luftladung, Feuchtigkeit, Strömung, Strahlung, getrennt untersucht ist.

Unsere Untersuchungen schliessen sich an frühere Arbeiten an, die der Vortragende und seine Mitarbeiter im biophysikalischen Institut der Universität Frankfurt, dem heutigen Max-Planck-Institut, vor 30 Jahren mit den Studien über biologische Wirkungen unipolar geladener Luft begonnen haben. Im Laufe der Jahre wurde es dabei immer klarer, dass der biologische Organismus, etwa der Mensch, mehr als von bleibenden Zuständen der atmosphärischen Faktoren von deren Änderungen beeinflusst wird. An bleibende Zustände kann sich der menschliche Organismus in hohem Grade anpassen. Der Mensch kann in den Tropen und in polaren Zonen leben; er kann es in feuchtem und trockenem Klima, in Tiefenlagen und Höhenlagen. Bei Dauerzuständen bildet sich eine Art dynamisches Gleichgewicht zwischen dem atmosphärischen Lebensmilieu und dem Organismus; Änderungen von atmosphäschen Faktoren, wie sie etwa bei Durchzug von Luftfronten eintreten, Temperaturschwankungen, Luftdruckänderungen und andere Änderungen beanspruchen dagegen die kompensatorischen

Regulatoren des menschlichen Körpers um so stärker, je schärfer sie sind. Solche Änderungen wirken als Reize, unter Umständen als sehr starke Reize, auf die der Körper reagiert, die er kompensieren muss, soweit er dazu fähig ist. Es treten dabei auch Überkompensationen auf. Es handelt sich um ein dynamisches Spiel zwischen der atmosphärischen Umwelt und der biologisch organisierten Einheit.

In Frankfurt wurde damals von uns im Laufe von 12jähriger Gemeinschaftsarbeit des Institutes mit den Klinikern der biologische Einfluss positiver und negativer Luftladung weitgehend untersucht, und die Ergebnisse sind vielfach bestätigt worden. Diese Arbeiten haben wir jetzt in Freiburg unter einer wesentlich veränderten Fragestellung wieder aufgenommen und werden darüber später berichten. Ausserdem aber begannen wir im Jahre 1942 Luftdruckschwankungen zu untersuchen und fanden damals eine vermutete interessante Schwankungsart. Sie ist nach der ersten Veröffentlichung 1942 in der Dissertation von Leonhard Saxer (1945) eingehend untersucht worden. Es handelt sich um eine quasiperiodische Luftdruckschwankung, die bevorzugt in den Wintermonaten, aber das ganze Jahr hindurch tags und nachts an allen Messorten mit dem gleichen Typus auftritt. Die Variationen sind von der Grössenordnung 10^{-3} bis 10^{-4} mm Hg Luftdruck und haben eine Periodendauer von 4—15 Sekunden. Sie zeigen bei ihrem Auftreten Bilder, die an Schwebungen erinnern. Nach dem Kriegsende erfuhren wir, dass diese Variationen bereits vorher (1941) von Gutenberg und Benioff in St. Louis (USA.) bemerkt worden waren, freilich mit wesentlich weniger empfindlicher Methodik. In der ersten Mitteilung wird Herr Graffunder das Notwendige über die Saxerschen Messungen rekapitulieren und demonstrieren. Es sind übrigens nicht die einzigen Schwankungen, aber sie sind durch ihre Eigenart besonders interessant. Herr Saxer selbst hat inzwischen über viele Monate Registrierungen vorgenommen und wird darüber später selbst berichten.

Unsere Freiburger Untersuchungen befassen sich mit der Erklärung dieser Schwankungen. Schon Saxer ist der am nächsten liegenden Deutung nachgegangen, dass es sich um eine Art atmosphärische Mikroseismik handeln könnte. Aber die Untersuchung ergibt, dass, wenn überhaupt solche Zusammenhänge bestehen, sie nicht einfach zu durchschauen sind. Es sind auch andere Deutungen vorgeschlagen worden, aber es ist meinem Ermessen nach zu früh, hierüber Aussagen zu machen. Es gilt, mehr Tatsachen zu sammeln. Vor allen Dingen galt es, die Wanderungen dieser Schwankungen, also deren Richtung und Phasengeschwindigkeit experimentell zu

prüfen. Die beiden Mitteilungen der Herren GRAFFUNDER und SCHAFFHAUSER über deren Gemeinschaftsarbeit bringen Ihnen die bisherigen Resultate dieser Bemühungen.

Die Bilder dieser Schwankungen erinnern vielleicht etwas an Einschwingvorgänge. Man könnte sich vorstellen, dass die Schwingungen gestört werden, bevor sie sich völlig ausbilden. Durch diese Überlegung sind die Arbeiten über die Gutenberg-Benioff-Saxerschen Schwankungen in einen gedanklichen Zusammenhang gebracht mit der Arbeit der Herren GÜNTHER und BRINER über Einschwingvorgänge.

Hochfrequenzmethode zur Messung der Mikroschwankungen

von W. GRAFFUNDER (Fribourg).

Die von BENIOFF und GUTENBERG einerseits, von SAXER andererseits beobachteten Mikroschwankungen des Atmosphärendruckes zeigen im allgemeinen das Auftreten von 3 verschiedenen Frequenzgebieten: 1. Kurzzeitigen Schwankungen mit einer Periodendauer von ca. 1 sec ; 2. Schwankungen von oft sehr ausgesprochenem periodischem Charakter mit einer Schwingungsdauer von ca. 4 bis 15 Sek.; 3. langperiodische Schwankungen mit einer Schwingungsdauer von etwa einer Minute. Die unter 2. erwähnten mittleren Schwankungen (von GUTENBERG und BENIOFF „Microbaroms" genannt) eignen sich wegen ihres ausgesprochenen periodischen Charakters besonders gut zur Untersuchung ihrer Ausbreitungsrichtung und -geschwindigkeit. Mit Hilfe der bereits von SAXER verwendeten kapazitiven Druckmessdose wurde der zeitliche Verlauf des Druckes an 3 verschiedenen Beobachtungsstationen (gegenseitiger Abstand etwa 800 m) aufgenommen und drahtlos zu der im Physikinstitut aufgestellten Registrierapparatur übertragen. Hierzu befanden sich an den Beobachtungsstellen kleine HF-Sender, die durch die Druckschwankungen frequenzmoduliert wurden. Grundsätzlich besteht die Möglichkeit, den Sendern gleichzeitig eine Amplitudenmodulation aufzudrücken und hiermit beispielsweise die momentane Windgeschwindigkeit zu melden, worauf zunächst aus Gründen der Einfachheit verzichtet wurde. Die Auswertung der Registrierungen ergab, dass diese „Microbaroms" vorzugsweise aus NW ankommen. Analoge Messungen von GUTENBERG und BENIOFF, die während des Krieges in der Nähe von Pasadena (USA.) vorgenommen wurden, ergaben eine Ankunft dieser Wellen aus SW bis W. In beiden Fällen ist dies die Richtung von der Meeresküste. Die beobachtete Phasengeschwindigkeit über-

stieg die Schallgeschwindigkeit, was durch den schrägen Einfall der Wellen im Gebiet der anomalen Hörbarkeit erklärt werden kann. Die Messungen wurden zeitweilig durch Winddruckeffekte, die drahtlose Übertragung durch andere Sender, die auf derselben Wellenlänge arbeiten, gestört. Über eine piezoelektrische Messmethode, bei der die Übertragung der Messwerte durch Kabel erfolgt, und bei der infolgedessen diese Störursache vermieden ist, wird Herr J. SCHAFFHAUSER berichten. Über die Messmethode wird eine gemeinsame Arbeit von DESSAUER, GRAFFUNDER und SCHAFFHAUSER im Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie (Springer Verlag, Wien) demnächst erscheinen, auf die hier bezüglich aller Einzelheiten verwiesen werden muss.

Piezoelektrische Methode zur Messung von Luftdruckschwankungen

von J. SCHAFFHAUSER (Fribourg).

Die drahtlose Übertragung der Druckschwankungen[1]) stiess im Betrieb auf mehrere Schwierigkeiten und erwies sich insbesondere für Dauerregistrierungen als ungeeignet. Abgesehen von den hochfrequenten Störungen, die bei drahtloser Übertragung das Messresultat fälschen können, ist insbesondere für Dauerregistrierungen eine grosse Konstanz des Nullpunktes erforderlich, die mit einfachen Mitteln nicht zu erreichen ist. Wie die Erfahrung gezeigt hat, ist aber gerade diese Dauerregistrierung unbedingt notwendig, um das umfangreiche Beobachtungsmaterial zu erhalten, welches für ein richtige Beurteilung der Erscheinung notwendig ist. Es wurde deshalb von Herrn Prof. DESSAUER vorgeschlagen, die Übertragung der Messgrössen mit Kabelverbindung vorzunehmen. Dadurch liesse sich natürlich der Umweg über die Hochfrequenz ersparen.

Die alte Methode entspricht der Hochfrequenzschaltung eines Kondensatormikrophons, wie sie früher auch in der Akustik benutzt wurde. Die allgemein übliche Niederfrequenzschaltung ist, schon rein schaltungstechnisch gesehen, wesentlich einfacher. Figur 1 zeigt das Prinzipschema: C stellt die Druckdose dar und R den Ableitwiderstand der ersten Röhre. Um eine genügende Spannung zu erhalten, muss die Ladebatterie B ca. 100 Volt liefern. Wesentlich für die Frequenzkurve ist die Zeitkonstante $\tau = RC$. Um eine Frequenzkurve zu erhalten, wie sie in Abbildung 4 zu sehen ist, ist es notwendig, R etwa mit 10^{12} Ohm zu wählen. Man sieht sofort

---

[1]) F. DESSAUER, W. GRAFFUNDER, J. SCHAFFHAUSER, Atmosphärische Pulsationen, Archiv f. Met. Geophys. Biokl.

die Schwierigkeiten, die sich einstellen: R kommt in die Grössenordnung des Isolationswiderstandes R_c der Druckdose, und et müssen besondere Vorkehrungen getroffen werden, damit nichs grosse Spannungen am Gitter der Röhre (G) auftreten als Folge der Spannungsteilung zwischen R und R_c (Schutzringkonstruktion). Damit wird aber die Anordnung ziemlich störanfällig, weshalb ich es vorgezogen habe, an die Stelle des Kondensatormikrophons ein Kristallmikrophon zu setzen. Damit wird die Aufladebatterie B

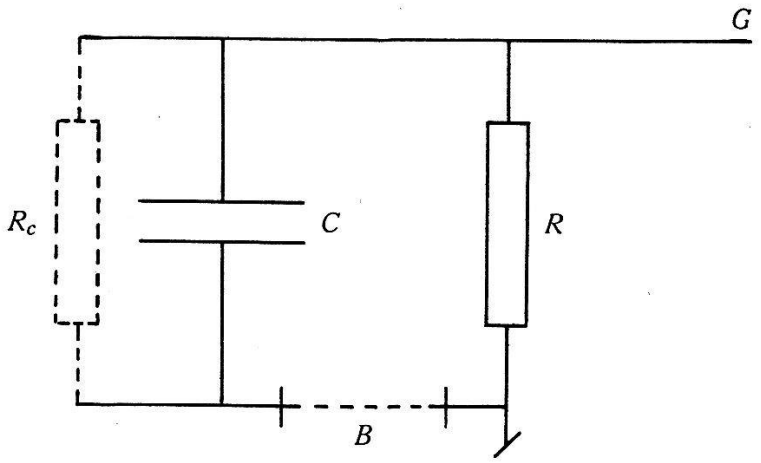


Fig. 1.

überflüssig. Im übrigen bleibt das Prinzipschaltbild dasselbe. Die neue Mikrophonkapsel hat folgende 2 Forderungen zu erfüllen:

1. Die Isolation des Kristallelementes muss genügend hoch sein, damit eine Zeitkonstante von mindestens 10 Sek. erreicht wird.

2. Als Membran lässt sich nicht, wie bei der Saxerschen Dose, eine einfach aufgelegte Zinnfolie verwenden, welche durch das Gewicht eines Metallringes angedrückt wird, sondern es muss verlangt werden, dass die neue Membran genügend Steifigkeit besitzt, um sich angenähert als Kolbenmembran zu bewegen. Infolgedessen muss die Einspannung fest sein und zudem muss dafür gesorgt werden, dass sich die Membran leicht bewegen kann, damit eine naturgetreue Aufzeichnung der Messgrösse gesichert ist. Die Bewegung einer Kolbenmembran wird nach Rayleigh[1]) durch die folgende Differentialgleichung beschrieben:

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + w \frac{dx}{dt} + \tau x = 2 \pi r^2 p_0 \sin \omega t .$$

Die nähere Untersuchung ergibt unter Berücksichtigung der oben gestellten Forderungen für die Membran, dass die auftretenden Koeffizienten, sowohl von x und t als auch von der Frequenz unabhängig sind, was dementsprechend auch von den Konstanten

[1]) Handb. Exper. Phys. XXV/III, S. 229.

der Lösungsfunktion gilt, wenn wir zusätzlich annehmen, dass wir uns genügend unterhalb der Eigenfrequenz befinden, was sicher erfüllt ist. Diese hat für den stationären Fall die folgende Form:

$$x = A \sin (\omega t + \varphi) .$$

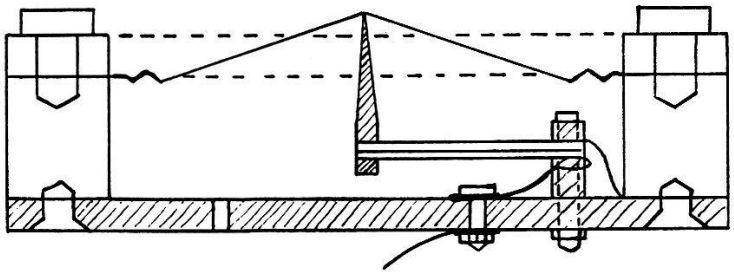


Fig. 2.

Figur 2 zeigt einen Schnitt durch die Mikrophonkapsel. Der Kristallbieger, ein amerikanisches Ceramic-Element (Barium-Titanat), ist an seinem Ende durch einen Polystyrene-Klotz festgehalten, während das andere Ende durch ein weiteres Polystyrene-Stück mit der Membran verbunden ist. Die Membran ist zur Erzielung der nötigen Steifigkeit konisch gepresst, während am Rand vor der Ein-

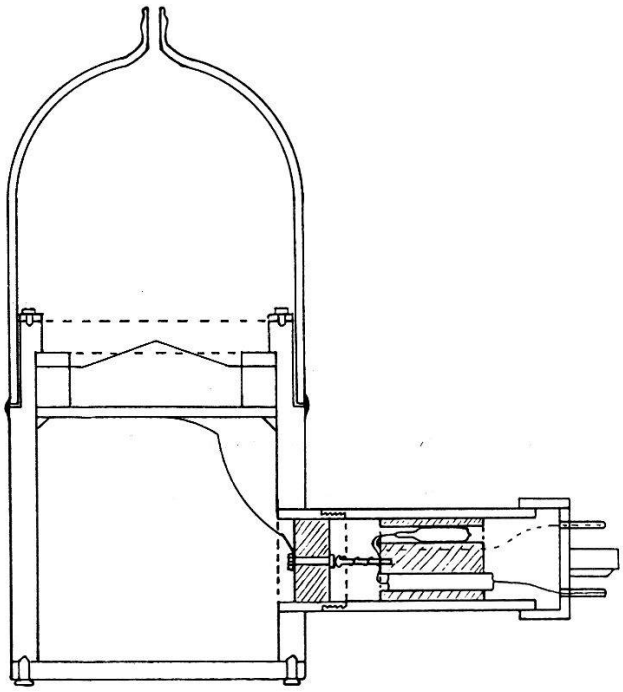


Fig. 3.

spannung eingepresste Rillen für eine leichte Beweglichkeit sorgen. Das Material der Membran ist eine 0,02 mm dicke Aluminiumfolie.

Figur 3 zeigt die eingebaute Mikrophonkapsel. Unten rechts befindet sich ein Ansatz, in welchem die Elektrometerröhre mit dem

zugehörigen Gitterableitwiderstand untergebracht ist. Beide sind in einem Polystyrene-Klotz eingebettet. Das ganze Elektrometer lässt sich abschrauben. Die Verbindung mit dem Mikrophon geschieht durch einen federnden Stift. Nach oben wird die druck-

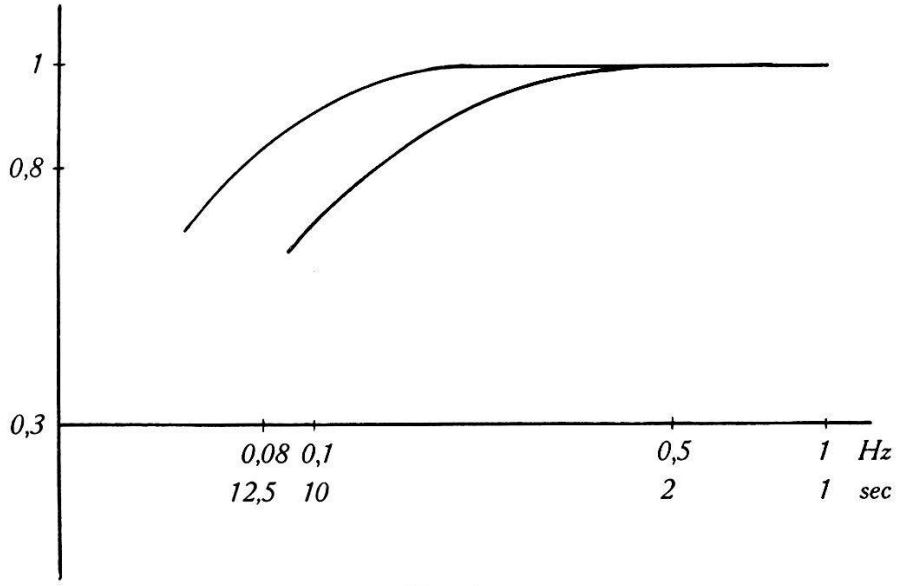


Fig. 4.

empfindliche Dose durch eine Glasglocke abgeschlossen, welche einen Ansatz hat zum Anschluss der Eichvorrichtung.

Die Eichung erfolgt mit dem Pistophon, wie dies auch in der Akustik zur Eichung von Mikrophonen verwendet wird. Nähere Einzelheiten findet man in der Arbeit von SAXER[1]). Die nächste Figur 4 zeigt die Eichkurven. Auf der Abszisse ist die Frequenz bzw. die Periodendauer und auf der Ordinate die rel. Empfindlich-

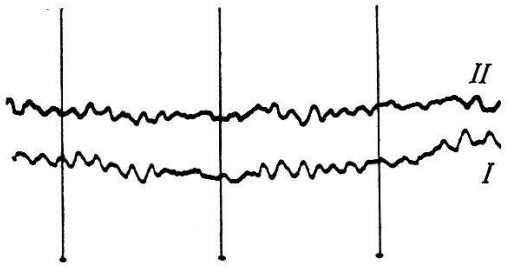


Fig. 5.

keit aufgetragen. Wie man sieht, ist die Amplitude bei der kapazitiven Dose, wie sie sich zur Durchführung der Messungen als geeignet erwiesen hat, bei $T = 10$ Sek., d. h. 0,1 Hz auf 90% gesunken, gegenüber 70% bei der neuen Kristalldose. Der Unterschied ist nicht erheblich. Sehr wahrscheinlich ist es möglich, die Isolation

[1]) L. SAXER, Helv. Phys. Acta **18**, 527 (1945).

noch etwas weiter zu verbessern und damit den Abfall der Empfindlichkeit nach kleineren Frequenzen zu verschieben. Figur 5 zeigt eine Vergleichsregistrierung zwischen der alten und der neuen Dose. Wie man sieht, sind die Kurvenbilder praktisch identisch. Die kleine Phasenverschiebung stammt von einer Ungleichheit der Justierung der beiden Lichtpunkte.

Es ist vorgesehen, nach dem beschriebenen Prinzip 3 Stationen zu bauen, die wiederum an den Ecken eines ungefähr gleichseitigen Dreiecks von wiederum ca. 800 m Seitenlänge aufgestellt werden. Jede Station besteht aus Druckdose und Vorverstärker, welcher die von der Dose abgegebene Spannung, die in der Grössenordnung von 1 mV liegt, auf ca. 1 Volt verstärkt. Die verstärkte Spannung wird dann über ein Kabel (bzw. Telephonnetz) ins Institut geleitet, wo sie über einen weiteren Verstärker einem Tintenschreiber zugeführt werden soll. Es wird darüber noch eine ausführliche Publikation folgen.

Messung akustischer Einschwingvorgänge

von H. Briner und W. Günther (Fribourg).

Es wurde eine Apparatur aufgebaut zur systematischen Untersuchung von akustischen Einschwingvorgängen. Mit Hilfe einer Magnettonaufnahme des zu untersuchenden Vorgangs, wird dieser bei der Wiedergabe in Abschnitte von $^1/_{30}$ Sek. zerlegt, die so oft wiederholt werden können, als es für die Frequenzanalyse nach der Suchtonmethode erforderlich ist. Die Wiederholung erfolgt durch elektronisches Umschalten von 6 Tonköpfen. Der Analysator hat eine Schärfe von wahlweise 10 oder 3 Hz und ist so konstruiert, dass auf Kathodenstrahloszillographen die Zeitfunktion und direkt das Frequenzspektrum erscheinen.

(Ausführlicher Bericht erscheint demnächst.)

Resonanzen der Geige

von H. Briner (Fribourg).

Bei der Untersuchung der akustischen Eigenschaften der Geige spielt die Aufnahme der Frequenzcharakteristik des Geigenkastens eine grosse Rolle. Solche Untersuchungen wurden schon verschiedentlich durchgeführt, entweder an der spielfertigen Geige oder am Kasten allein (bei abmontierten Saiten). Es war nun naheliegend an demselben Instrument unter verschiedenen Bedingungen den

Frequenzgang aufzunehmen: 1. Geige mit Saiten; 2. ohne Saiten; 3. Geigenkasten mit einer den Saiten entsprechenden, aber nicht schwingungsfähigen Beanspruchung. Die Anregung und Abtastung des Geigenkastens erfolgte kapazitiv.

(Ausführlicher Bericht erscheint demnächst.)

Utilisation de matières phosphorescentes pour la détection d'ultrasons

par L. Pétermann (E.P.U.L., Lausanne).

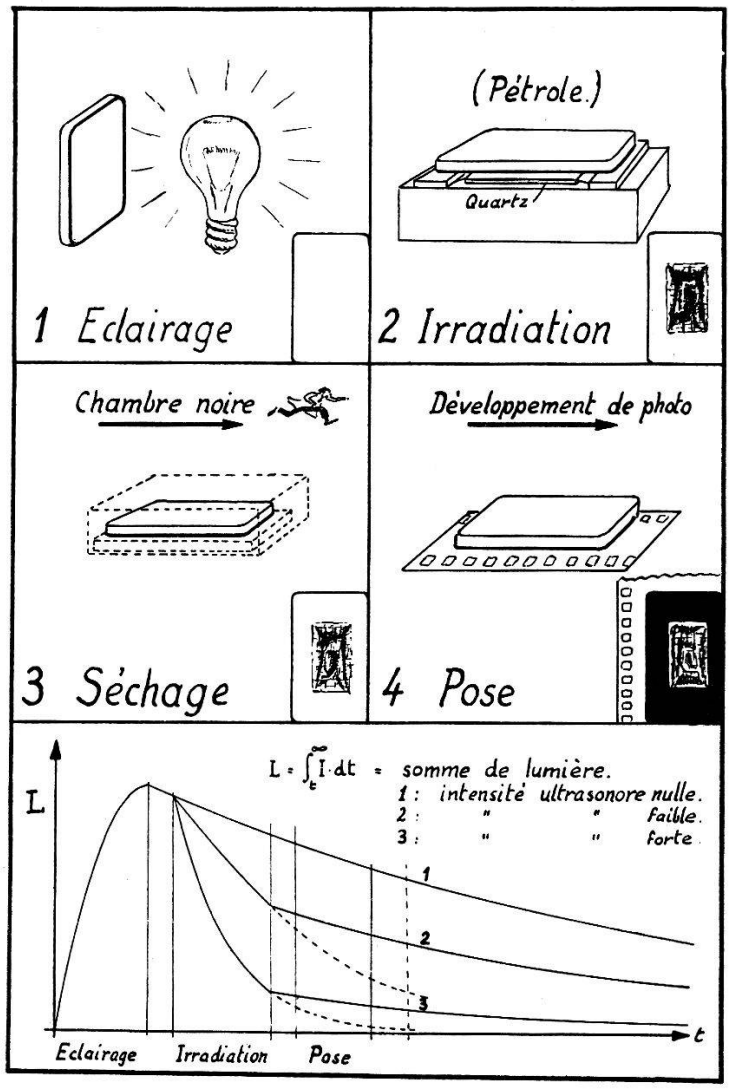
La méthode exposée procure une réponse à la question suivante: *Quelle est la répartition de l'intensité ultrasonore sur la surface radiatrice d'un émetteur d'ultrasons?* Les essais ont été faits sur un quartz «coupe X» de surface émettrice 17,8 × 32,3 mm, de fréquence fondamentale 4150 Khz vibrant dans du pétrole.

Lorsque la fréquence est élevée, les méthodes de mesure d'intensité locale signalées dans la littérature pèchent toutes par le côté suivant: elles ne donnent qu'une moyenne considérée dans un petit volume (absorption), sur une petite surface (pression de radiation, détection par cristal), ou le long d'une ligne (diffraction de la lumière), tous éléments de dimensions relativement grandes comparées à la longueur d'onde. De plus, l'instrument de détection déforme le rayonnement et provoque parfois une réaction sur l'émetteur d'ultrasons. Ces deux derniers inconvénients sont pratiquement supprimés dans la nouvelle méthode. L'intensité ultrasonore est enregistrée simultanément en tous les points de la surface émettrice, et les détails de répartition de cette intensité sont observables avec un degré de finesse impossible à atteindre par les autres méthodes connues. Par contre, on ne peut obtenir que l'intégrale $\int$ (intensité) $\cdot dt$ étendue à la durée de la mesure. Autre inconvénient, la technique utilisée ne permet pas (ou du moins pas encore) de tirer des valeurs absolues d'intensités; elle ne donne que des renseignements qualitatifs.

Les phénomènes de luminescence sont clairement exposés dans l'ouvrage «Fluorescence and phosphorescence» de Peter Pringsheim (Argonne National Laboratory, Chicago, Ill.) Retenons cette propriété importante: *la vitesse d'extinction d'un corps phosphorescent est d'autant plus grande que la température est plus élevée.* Ce fait permet la détection d'ultrasons et la comparaison d'intensités ultrasonores.

Description de la méthode. Une plaquette phosphorescente est éclairée violemment pendant quelques minutes. Elle est placée en-

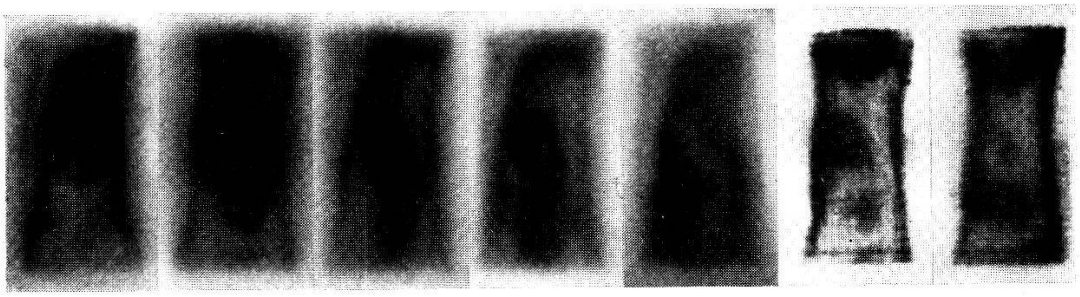
suite à faible distance de l'émetteur d'ultrasons. Elle diffuse le rayonnement, et l'absorbe bien; il en résulte en chaque point une élévation de température d'autant plus grande que l'intensité d'ultrasons y est plus grande. La vitesse d'extinction en un point de



la plaquette croît avec l'intensité en ce point. Après irradiation, la répartition du noircissement sera qualitativement la même que celle de l'intensité. La finesse du procédé est étroitement liée à la résistance thermique de la plaquette phosphorescente. Il faut qu'un fort gradient de température puisse garder sa valeur pendant le temps de l'irradiation.

Sitôt que le contraste d'éclat est suffisant sur la plaquette, on la retire de la cuve d'irradiation, on la nettoie soigneusement des restes de pétrole qui s'y sont attachés, et on l'applique sur une émulsion photographique sensible à ses radiations de phosphorescence. Le négatif ainsi obtenu permet de juger des qualités d'émet-

teur d'un quartz à différentes fréquences ou maintenu par différents supports; de déceler des mâcles électriques ou des régions inactives d'un quartz; de mettre en évidence des couplages entre plusieurs modes de vibration d'un même cristal.



4,07 Mhz. 4,10 Mhz. 4,11 Mhz. 4,14 Mhz. 4,18 Mhz. Constraste poussé.
Déplacement progressif de la zone d'intensité maxima en fonction de la fréquence. (Micro File Kodak.)

On observe nettement un quadrillage sur les deux dernières photos. Il est très vraisemblablement dû à la superposition de la vibration en épaisseur et d'harmoniques supérieurs de vibration en flexion selon les directions des axes de la plaque de quartz.

Plaquettes phosphorescentes. Les matières de base ont été aimablement données par la maison Heinrich Metzler & Cie à St-Gall. Il s'agit de poudres à base de ZnS et Ca-SrS. Nous avons réalisé au laboratoire des plaquettes aux propriétés suivantes: surface granuleuse, forte absorption d'ultrasons, grande resistivité thermique, grande opacité au spectre visible, luminosité uniforme. Ces plaquettes sont par contre très fragiles.

Domaine d'utilisation de la méthode. — Intensité. Le temps d'irradiation nécessaire pour obtenir un contraste donné croît lorsque l'intensité diminue. Mais il existe une limite au-dessous de laquelle le temps d'irradiation serait si grand que la luminosité totale deviendrait trop faible. Dans notre cas, cette limite est évaluée à à 0,1 watt/cm^2.

Fréquence. La fréquence peut être augmentée sans inconvénient. Mais si l'on désire travailler aux basses fréquences, il faut augmenter la grosseur des grains en surface de la plaquette et augmenter son épaisseur. (Réaction sur l'émetteur et absorbtion.)

Applications.

1. Recherches de mâcles dans un piézocristal.
2. Contrôle de régularité d'épaisseur.

3. Choix de supports pour piézocristal.
4. Etude de vibrations d'un quartz. Différents modes.
5. Optique ultrasonique: «Sonographie».
6. Enregistrement simultané de température en tous les point d'une surface.

Les dispositifs électroniques d'un télescope pour l'étude de la production et de la diffusion des particules ionisantes, pénétrantes de la radiation cosmique

par R. Favre (Lausanne).

Cet exposé traite plus particulièrement d'une solution que nous croyons inédite d'un problème, soulevé par la réalisation d'un télescope à anticoïncidences, dont l'énoncé peut prendre la forme générale suivante:

Soit un certain nombre de groupes de compteurs en coïncidences. Comment identifier le ou les compteurs de chaque groupe qui ont été touchés par un événement intéressant?

Les solutions apportées jusqu'ici ne sont pas entièrement satisfaisantes. La plus connue, celle de Regener[1]), présente encore de sérieux défauts qui la rendent inapte à de nombreuses applications. Nous avons surmonté cette difficulté en adoptant un nouveau dispositif dont on trouvera la description ci-dessous.

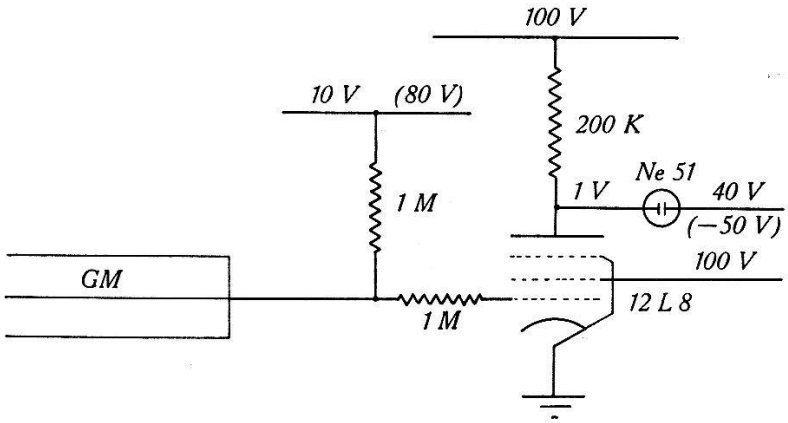


Fig. 1.
Elément du nouveau dispositif.

Notre circuit repose en principe sur la propriété bien connue des lampes à gaz de fonctionner à une tension inférieure à celle d'allumage. C'est en particulier le cas des lampes témoins au néon Ne 51, dont la tension de fonctionnement est voisine de 50 volts et celle d'allumage de 62 volts environ.

---

[1]) Cosmic Rays by L. Janossy. At the Clarendon Press, Oxford, 1948, p. 55.

Ces lampes ont été adoptées pour le repérage de nos compteurs. Elles sont toutes soumises à une tension qui, à chaque événement intéressant, passe pour quelques secondes, de 0 à 50 volts. Une impulsion supplémentaire sur les lampes correspondant aux compteurs touchés, permet leur allumage.

L'ensemble du dispositif est assujetti à un flip flop unique (FF), déclanché par l'événement à étudier. La figure 1 représente un des circuits élémentaires d'identification. Les deux résistances entre lesquelles le compteur attaque la grille, servent au blocage du dispositif pendant la prise de vue, afin d'éviter que les lampes non intéressées ne s'allument sous l'effet des impulsions de leur compteur respectif. Ce résultat est obtenu en portant l'extrémité libre des résistances à 80 volts, environ 20 μ sec. après chaque événe-

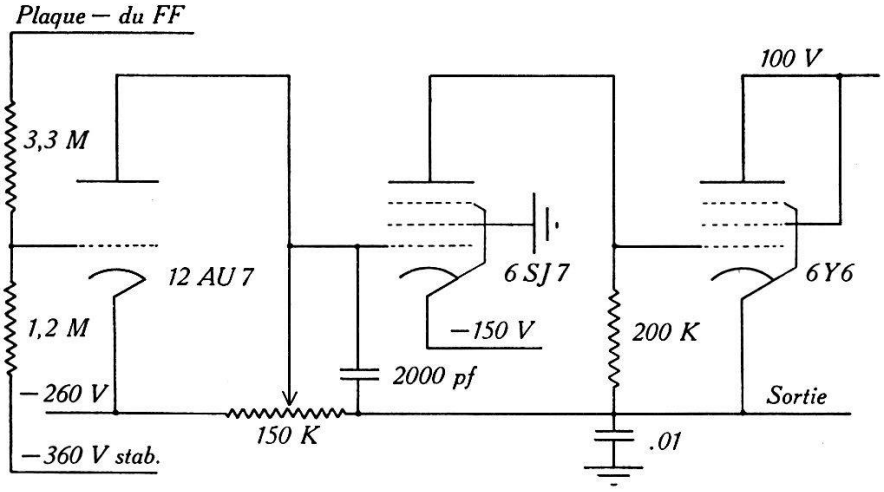


Fig. 2.
Stabilisateur de tension appliquée aux grilles.

ment, pour une durée égale à celle de la prise de vue (fig. 2). Le courant de grille la maintient au potentiel de la cathode, tandis que le point d'attaque du compteur est à 40 volts. Les impulsions ayant moins de 40 volts ne sont donc plus transmises à la grille, le dispositif est bloqué.

Au lieu de ramener la tension de blocage à 0, au repos, il convient de lui donner une faible valeur positive, permettant d'ajuster la durée des impulsions appliquées aux grilles.

Les lampes néon sont connectées entre la plaque de chaque tube (+ 1 V) et un dispositif donnant + 40 V au repos et — 50 V en cas d'événements intéressants (fig. 3).

Pendant le fonctionnement, les lampes sont soumises à toutes les impulsions des compteurs qui atteignent, sur la plaque, la valeur de la tension d'alimentation (dans notre cas 100 V). Si la seconde électrode est à la terre, les lampes scintillent sous l'effet

de ces impulsions, permettant un contrôle rapide et individuel du fonctionnement de chaque compteur. Une lampe qui a fonctionné depuis moins de 50 μ sec. ne nécessitant pas de surtension pour son allumage (temps de déionisation), il est bon, en dehors des contrôles, d'éviter ces scintillations qui contribuent à augmenter le temps de résolution d'identification (on entend par là le temps qui doit séparer une impulsion d'un compteur quelconque d'un événement intéressant, pour que cette impulsion ne provoque pas l'allumage de la lampe témoin correspondante). C'est dans ce but

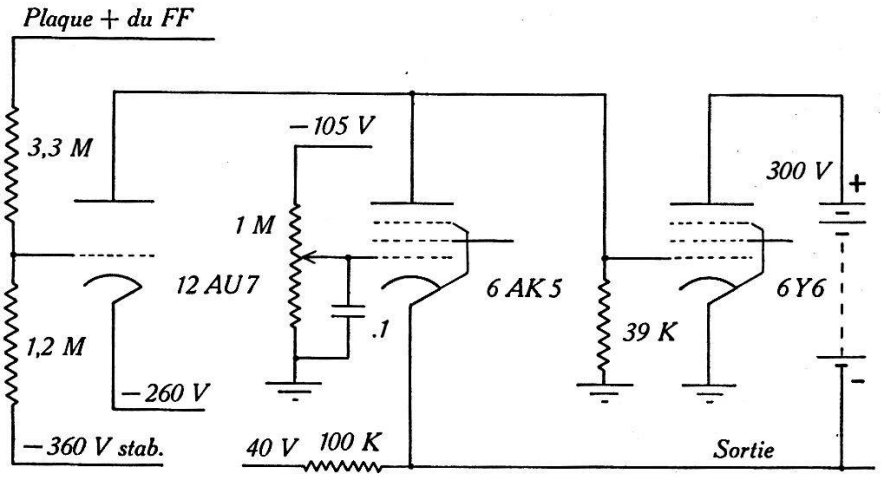


Fig. 3.
Stabilisateur pour lampes néon.

que nous portons la seconde électrode de la lampe témoin à + 40 V au repos.

Une lampe allumée consomme tout le courant qui passait dans le tube électronique, car la plaque de celui-ci devient négative de quelques dixièmes de volt. Pour éviter de surcharger cette lampe, il faut donner à la résistance de plaque une valeur suffisante.

Mentionnons encore que pour s'allumer correctement, les lampes au néon doivent être éclairées même faiblement.

Remarques générales.

Le temps de résolution d'identification est de l'ordre de la durée, sur la grille, des impulsions négatives des compteurs. Celles-ci doivent donc être réduites au minimum compatible avec un allumage correct des lampes, en ajsutant la tension de repos du dispositif de blocage. Il est sans doute possible d'abaisser ce temps à 20 μ sec.

Le point délicat, s'il en est un, est le choix du type de lampes témoins. Celles-ci doivent être caractérisées par une tension de fonctionnement aussi uniforme que possible et une surtension d'allu-

mage élevé. Les lampes Ne 51 sont probablement parmi les plus défavorables à ce dernier point de vue. Leur 12 volts de surtension nous ont toutefois permis d'assurer un travail correct.

Il est enfin possible de faire usage de tubes électroniques doubles, réduisant ainsi de moitié leur nombre. La nécessité d'entretenir un courant de plaque de 0,5 ma. pour une tension de 1 à 2 volts seulement, implique l'usage de pentodes. Nous trouvons dans cet ordre d'idée le tube américain 12 L 8 ainsi que de nombreux tubes européens.

Résumons pour terminer les caractéristiques comparées du dispositif de REGENER et de notre circuit:

Dispositif de REGENER.	*Nouveau dispositif.*
1. Nécessite par circuit élémentaire: 1 tube électronique, 4 résistances, 1 lampe témoin, 1 condensateur	1. Nécessite par circuit élémentaire: ½ tube électronique, 3 résistances, 1 lampe témoin
2. Lampes au néon en fonctionnement permanent.	2. Lampes ne fonctionnant qu'en cas de nécessité.
3. Onde pilote donnant naissance à une impulsion de courant à front raide de l'ordre de l'amp.	3. Pas de fortes impulsions de courant.
4. La durée d'extinction des lampes non intéressées par l'événement, est très variable.	4. Le temps de fonctionnement des lampes intéressées est exactement réglable.
5. Temps de résolution d'identification mal défini, env. 50 μ sec.	5. Temps de résolution de l'identification env. 20 μ sec.

Auto-Absorption de la radiation β^- du phosphore-32

par CH. HAENNY et P. LERCH (Lausanne).

La mesure, absolue ou relative, de la radioactivité d'une substance à l'aide du compteur de Geiger-Müller nécessite la connaissance précise d'un certain nombre d'effets dont l'influence sur le nombre d'impulsions enregistrées est importante. Ces effets sont la géométrie du dispositif de mesures, l'absorption des β^- par l'air et la fenêtre de mica du compteur, la diffusion de ces particules dans l'air, et contre les parois du dispositif de mesures, le backscattering ou diffusion en retour, et enfin l'auto-absorption de ces particules au sein de la matière active.

Nous avons commencé par l'étude de l'auto-absorption du rayonnement du radio-phosphore-32, dont le spectre β^- est simple, l'énergie maximum étant égale à 1,71 MeV. Nous avons négligé le

Bremsstrahlung à cause de la faible efficacité aux rayons gamma du tube utilisé, et de la faible portion (1,3 %) de l'énergie totale des β^- qui donnent lieu à cet effet. Les mesures sont faites sur le principe suivant: A partir d'une substance homogène d'activité spécifique connue, on prépare une série de sources faites de quantités croissantes de ce matériel actif et l'on mesure l'activité de ces préparations en gardant strictement constantes toutes les autres grandeurs qui pourraient modifier la mesure.

La substance radioactive est chaque fois contenue à l'intérieur de cylindres en matière plastique dont les dimensions extérieures

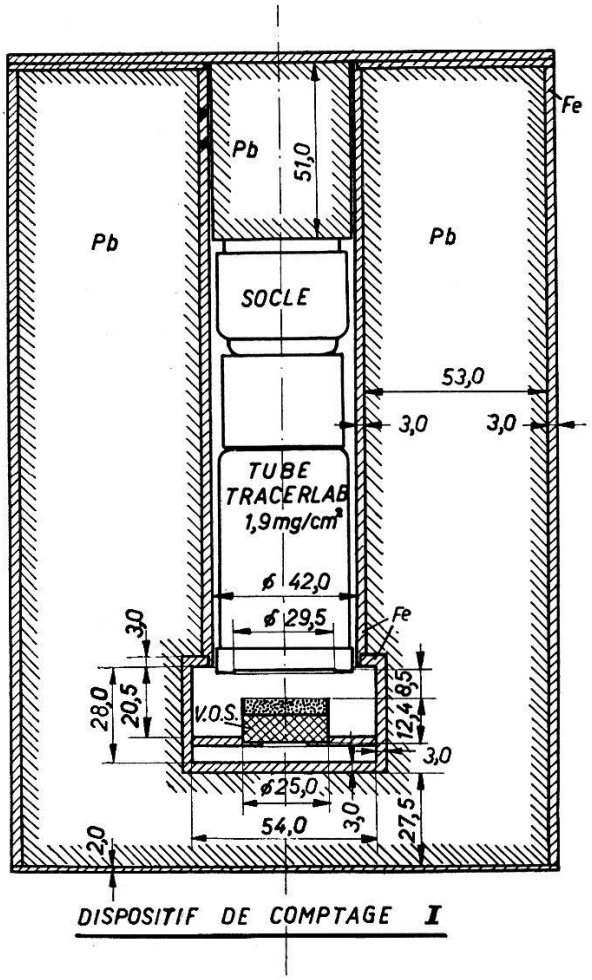


Fig. 1.

sont toujours les mêmes. Les parois latérales sont aussi minces que possible (0,4 mm) pour limiter l'effet de diffusion. Le fond est toujours assez épais pour que l'on atteigne la saturation de la diffusion en retour (fig. 1).

Le tassement s'effectue avec soin, par couches successives, et jusqu'à concurrence d'une certaine masse, définie exactement par le produit du volume de la cavité V, de la masse spécifique ϱ, à

*

compacité cristalline, et du coefficient de tassement μ de la matière radioactive.

Pour toutes les sources, la géométrie du système de mesure, et particulièrement la distance source-compteur, restent rigoureusement constantes. On a donc une absorption des radiations par l'air et la fenêtre de mica du compteur, et une diffusion des rayons β^- dans l'air et sur les parois du dispositif de mesures bien constantes.

Le contrôle journalier au moyen d'une source standard a montré que le tube de Geiger-Müller utilisé, du type en cloche, possède une efficacité constante au cours du temps. Son palier est resté identique pendant toutes les mesures. Celles-ci ont été corrigées de l'effet zéro et de la perte due au temps mort.

Pour chaque mesure, faite en triple, l'erreur statistique probable a toujours été choisie entre 1 et 1,5%. De plus, pour chaque substance examinée, et pour chaque coefficient de tassement, les mêmes séries de mesures ont été effectuées à des époques différentes. On a vérifié ainsi que nos sources ne s'altéraient pas, et que l'activité décroissait normalement. Soit A_m, la moyenne des mesures (rapportées à la même époque) de l'activité d'une source épaisse, pour une certaine substance et un certain coefficient de tassement. On obtient la courbe d'auto-absorption $A_m(m)$ en portant ces valeurs A_m en fonction de l'épaisseur massique m. Cette courbe est, comme l'ont trouvé plusieurs auteurs dans le cas d'autres isotopes (Broda[1]), Yankwich[2]), Hendricks[3])) d'allure exponentielle, surtout au voisinage de l'origine. Les mesures des couches les plus épaisses nous donnent la valeur de la saturation et l'on peut écrire:

$$A_u(m) = \frac{A_m(m)}{A_{m\text{sat.}}} \cong 1 - e^{-\tau \cdot m}$$

ou:

$$\ln\left(1 - A_u(m)\right) = -\tau \cdot m\,.$$

On détermine alors aisément le coefficient τ de l'exponentielle en rapportant les valeurs de $1\text{-}A_u(m)$ dans un graphique semi-logarithmique. Nous avons obtenu une droite (dont la pente est τ), qui, dans presque tous les cas, passe par l'origine. Dans les quelques cas où l'on obtient une courbe (presque rectiligne), on a déterminé graphiquement τ en cherchant la tangente à l'origine de cette courbe.

---

[1]) Broda et coll., Proc. Physical Soc. **60**, 460 (1948).
[2]) Yankwich et coll., Analytical chemistry **19**, 7, 439 (1947).
[3]) Hendricks et coll., Journ. of Phys. Chem. **47**, 469 (1943).

Imaginons des sources fictives placées dans les mêmes conditions de géométrie, d'absorption et de scattering externe que nos sources réelles épaisses, placées sur un support de matière plastique d'une épaisseur telle que la diffusion en retour soit à saturation, mais dont les radiations ne subiraient pas d'auto-absorption. Pour ces sources fictives, l'activité mesurée est proportionnelle à la masse de matière active, le coefficient de proportionnalité étant justement τ. On peut alors poser, pour l'effet d'auto-absorption: $S(m)$:

$$S(m) = \frac{A_u(m)}{\tau \cdot m} = \frac{1 - e^{-\tau \cdot m}}{\tau \cdot m} \cong 1 - \frac{\tau \cdot m}{2} + \cdots \cong e^{-\sigma \cdot m}.$$

Le coefficient σ, de la pseudo-exponentielle $S(m)$ est un coefficient d'auto-absorption. Nous obtiendrons sa valeur en posant, dans un graphique semi-logarithmique la courbe $S(m)$, et en déterminant la tangente à l'origine.

On a étudié l'auto-absorption dans les substances suivantes:

Li_3PO_4	$Mg_2P_2O_7$	$AlPO_4$	$CrPO_4$	$Ba_2P_2O_7$	Ag_3PO_4	$Pb_3(PO_4)_2$
$\mu = 0{,}375$	$\mu = 0{,}300$	$\mu = 0{,}250$	$\mu = 0{,}250$	$\mu = 0{,}500$	$\mu = 0{,}400$	$\mu = 0{,}700$
$\mu = 0{,}500$	$\mu = 0{,}450$	$\mu = 0{,}375$	$\mu = 0{,}375$			
$\mu = 0{,}625$.						

Pour une même substance, et dans nos conditions, les valeurs de τ et de σ sont peu affectées par des changements du coefficient de tassement μ. Toutefois, on observe une faible variation (1—1,5% pour un $\Delta\mu = +0{,}1$) qui correspond, qualitativement en tout cas, à une amélioration de la géometrie lorsque le tassement augmente. Pour des mesures précises, il y a lieu de travailler avec un coefficient de tassement aussi constant que possible. Par contre, τ et σ (en cm^2/g) varient notablement avec le nombre atomique moyen $\bar{Z}$ de la substance de la source. Si l'on rapporte ces coefficients τ et σ, non plus au gramme, mais à un électron, cette variation est linéaire et de plus très atténuée (fig. 2).

$$\frac{d\tau_e}{d\bar{Z}} = 0{,}07 \pm 0{,}02 \text{ cm}^2/\text{électron}$$

$$\frac{d\sigma_e}{d\bar{Z}} = 0{,}02_5 \pm 0{,}02 \text{ cm}^2/\text{électron}.$$

En première approximation, on peut donc dire que les coefficients «électroniques» σ_e sont indépendants de la nature de la source.

En conclusion, l'utilisation de conditions géométriques identiques aux nôtres permet avec nos valeurs de τ et de σ, la construction de

courbes $S(m)$ qui rendent compte de l'effet d'auto-absorption pour les substances ci-dessus énumérées. Par un simple calcul, on évite ainsi une longue série de manipulations nécessaires à la détermination de l'effet d'auto-absorption. La figure 2 permet la construction des courbes $S(m)$ pour toutes les substances, contenant du radiophosphore-32 réparti uniformément, dont le nombre atomique moyen $\bar{Z}$ est compris entre 5 et 30.

Ajoutons que la suite de notre étude, relative à la détermination de la variation des coefficients d'absorption et d'auto-absorption en fonction des paramètres géométriques du système de mesures,

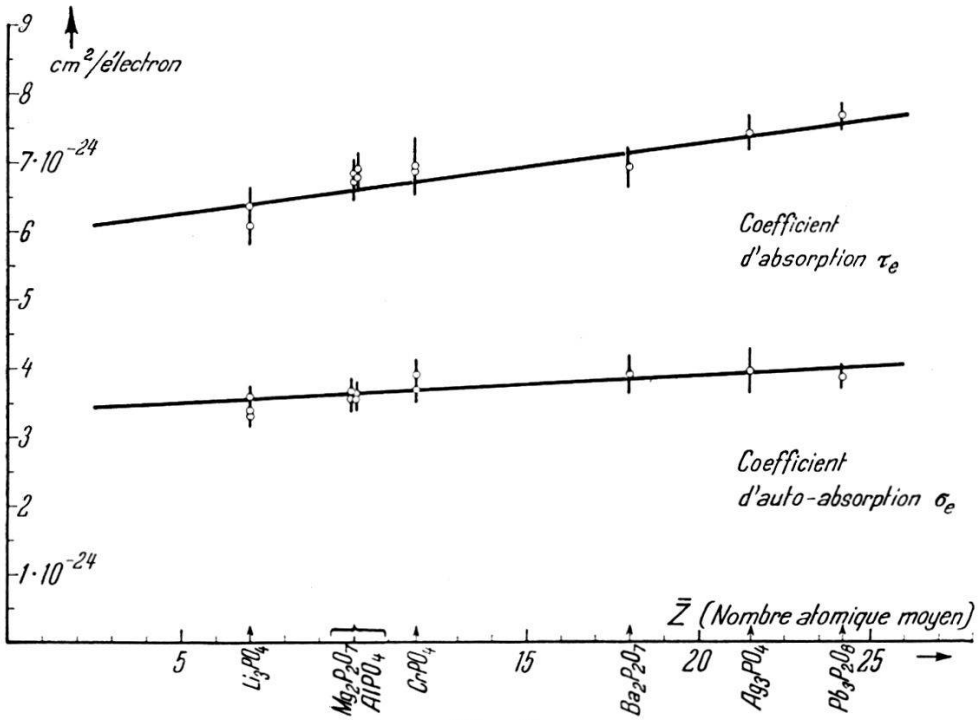


Fig. 2.

nous a permis de trouver d'autres résultats dont on peut tirer les indications suivantes:

1. Nos résultats restent valables dans les limites indiquées lorsque la distance source-fenêtre du compteur varie dans le domaine: 10 ± 5 mm.

2. Il en va de même lorsque le diamètre de la source est 25 ± 5 mm.

3. Enfin, pour des sources épaisses, dont le matériel actif est supérieur à 0,1 g/cm², nos résultats restent encore valables si le support n'est plus en matière plastique, mais bien en un métal léger dont le nombre atomique $\bar{Z}$ est inférieur à 15.

Berichtigung der Theorie von Michelson zu seinem Versuch zum Nachweis der Erdtranslation

von G. Alliata (Lugano).

1. Der Umstand, dass die Geschwindigkeit des Lichtes das von einer irdischen Lichtquelle ausstrahlt c ist und nicht $c \pm v$ — d. h. unbeeinflusst von der Translation v der Erde — veranlasste Michelson, mit diesem erdfremden Geschoss die Translation v der Erde zu bestimmen.

In seiner Apparatur setzte er demnach die Relativgeschwindigkeit zwischen Lichtstrahl und Spiegel in der Richtung der Erdtranslation zu $c - v$ ein. Als keine Spur der errechneten und erwarteten Streifenverschiebung eintraf schloss Michelson, dass die Erde in ihrer Bewegung den Äther vollkommen mitführt. Durch diese Mitführung wird die absolute Geschwindigkeit des Lichtes $c + v$, es verhält sich also wie bei einem irdischen Geschoss, wodurch die Lichterscheinung unter die klassische Relativität fällt und die Bestimmung der Translation unmöglich wird.

Die Mitführung des Äthers wurde allgemein abgelehnt, die Berechnungsgrundlagen von Michelson hingegen wurden ebenso allgemein gutgeheissen.

Wenn der Ansatz von Michelson $c - v$ zuträfe, wie einfach wäre es doch die Translation der Erde zu bestimmen, durch Aufnahme des Dopplereffektes, durch Vergleich der Wellenlängen zu beiden Seiten der Lichtquelle in der Richtung der Erdbewegung. Der Beobachter auf der betrachteten Seite, da er sich gleichsinnig wie der Strahl bewegt, würde eine längere Welle als λ feststellen, der Beobachter auf der entgegengesetzten Seite würde eine kürzere Welle wahrnehmen, alles entsprechend $v(\lambda/c)$.

Da aber auf beiden Seiten die Wellenlänge λ ist, so bedeutet dies, dass doch irgendwie, und zwar in vollem Masse, die Bewegung der Lichtquelle im Spiele sein muss. Der Ansatz $c - v$ berücksichtigt aber dies keineswegs, so dass seine Anwendung auf eine bewegte Lichtquelle falsch ist.

Wir gelangen hier aber zur Erkenntnis, dass der Ansatz von Michelson $c - v$ nur für eine absolut ruhende Lichtquelle gilt. Nach Michelson hat der Ansatz $c - v$ auch für x-beliebig bewegte Lichtquellen Gültigkeit. Michelson hat damit die absolute Konstanz der Lichtgeschwindigkeit vorausgesetzt und das negative Ergebnis seines Versuches hätte ihm wohl sagen müssen, dass seine Voraussetzung falsch war. Für bewegte Lichtquellen bedarf dieser Ansatz einer Korrektur die wir bald erkennen werden.

2. Betrachten wir kurz die Lichterscheinung. In der Phase der Erregung des Lichtes, solange also die in Entstehung begriffene Schwingung stoffgebunden ist, breitet sich die Ätherstörung in der Richtung der Erdtranslation v mit der Geschwindigkeit $c + v$ aus. Das ist nicht allein eine logische Schlussfolgerung, sondern gerade die Ursache, die Bedingung dafür, dass zu beiden Seiten der Lichtquelle die Wellenlänge wie gesagt λ ist. Denn durch diese Erhöhung der Erregungsgeschwindigkeit auf $c + v$ bricht die entstehende Schwingung in die unmittelbar vorher dem Äther frei übergebene Schwingung ein und kürzt sie v-entsprechend ab, so dass von der Lichtquelle in genannte Richtung ein Wellenzug kürzerer Wellen ausstrahlt. Da aber der Beobachter in diesem Wellenzug mit kürzeren Wellen eingebettet ist und ebenfalls mit der Geschwindigkeit v translatiert, stellt er eine längere Welle, d. h. die ursprüngliche Welle λ fest. Wir erkennen also, dass die Lichterscheinung im vollen Masse von der Translation der Lichtquelle beeinflusst wird, dass aber dieser Einfluss durch den gegenteiligen Einfluss der Translation beim Beobachter kompensiert wird, so dass der Vorgang gerade so verläuft wie wenn die Erde ruhte.

Durch obengenannten Einbruch der neu erzeugten Wellen in den ausstrahlenden Wellenzug, rückt der Knotenpunkt zu Anfang des ausstrahlenden Wellenzuges mit der Geschwindigkeit v im Raume vor. Die Wellen dieses Wellenzuges werden durch diese Vorrückung zusammengerückt, gewissermassen ineinandergeschachtelt. Die Geschwindigkeit v der Lichtquelle denaturiert den abgehenden Wellenzug.

Die Lichterscheinung untersteht also ebenfalls der klassischen Relativität, obwohl die Ausbreitungsgeschwindigkeit der abgehenden Wellen nur c, und nicht $c + v$ ist. Das blieb bisher unerkannt, weil man sich an das Gleichnis Welle = Geschoss klammerte, und man hielt die Geschwindigkeit $c + v$ der Wellen als dazu unerlässlich. Nun haben wir gesehen, dass beim Licht die Geschwindigkeit $c + v$ nicht erforderlich ist, dass beim Licht die Art der Kompensation der Wirkung der Translation v eine ganz andere ist als beim Geschoss.

Da nun, wie gezeigt, die Geschwindigkeit bei der Lichterzeugung $c + v$ ist, können wir die Relativgeschwindigkeit $c + v - v = c$ schreiben und die Zeit L/c.

Die Reflexion eines Strahles ist auch stoffgebunden, es verhält sich also bei einem bewegten Spiegel wie bei einer bewegten Lichtquelle, so dass die Relativgeschwindigkeit des rücklaufenden Strahles bei Michelson $c - v + v$ also ebenfalls c ist.

So steht der Versuch von MICHELSON harmlos und beschämt da. Nicht aber dessen Leitgedanke, dessen Geist. Seine Genialität liess ihn den Ansturm von Physikergenerationen aushalten. Aber eben, der kontinuierliche Wellenzug ist kein Geschoss. Das Mittel, das MICHELSON verwendete, entsprach nicht dem Prinzip seiner sinnreichen Apparatur und der Versuch musste fehlschlagen. Er mag vielleicht teilweise gelingen bei Verwendung äusserst kurzer Impulse.

Die Natur hat hier dem menschlichen Geist eine tückische Falle gestellt, indem sie ihm nahe legte, anzunehmen, es verhalte sich ein Wellenzug wie ein Geschoss.

Ein fatales Missverständnis, das in der Physik seit langer Zeit Verwirrung, Zersplitterung, Verschwendung und Pein — ja Pein besonders ausserhalb der Physik — brachte: Klärung der Frage der Mitführung des Äthers besonders durch ungezählte Wiederholung des Michelson-Versuchs zu allen Tages- und Jahreszeiten in der Tiefe, an der Oberfläche, auf hohen Bergen, ja, sogar in den Lüften (letzteres durch unser verehrtes Mitglied Prof. PICCARD) in der vergeblichen Hoffnung endlich einmal im ruhenden Äther zu tauchen, was schliesslich in die Zweiätherhypothese ausmündete. Vorgeschlagen wurde sogar die Rückkehr zu Newtons Emissionstheorie, um sich die Geschwindigkeit $c + v$ auf der Strecke L zu sichern. Die Kontraktion des Erdkörpers zum Ausgleich der von MICHELSON errechneten Zeitverlängerung, die sich schliesslich mit schwindelnder Akrobatik zur Kontraktion des Raumes hinaufschwang.

Und hier der noch währende, wenn auch stiller aber darum um so bitterer gewordene Kampf um die absolute Natur von Raum und Zeit. Nun hat sich alles geklärt, alles ist vorbei.

Photoeffekt bei Cs-Ga-, Cs-In- und Cs-Tl-Photokathoden

von N. SCHAETTI, W. BAUMGARTNER und CH. FLURY (ETH., Zürich).

Wie an dieser Stelle bereits früher festgestellt wurde, bilden die sogenannten Legierungsphotokathoden eine wichtige Gruppe der für sichtbares Licht hochempfindlichen Schichten[1][2]. Ihr Hauptvertreter ist die Cs-Sb-Kathode. Eine charakteristische Eigenschaft ist paralleler Verlauf von Lichtabsorption in der Schicht und Photoemission. Es konnte gezeigt werden, dass Kombinationen von Alkalimetallen mit Germanium dasselbe Verhalten zeigen.

[1]) N. SCHAETTI und W. BAUMGARTNER, Helv. Phys. Acta **23**, 524 (1950).
[2]) N. SCHAETTI und W. BAUMGARTNER, «Le Vide», **6**, 1041 (1950).

Die Legierungskathoden bestehen aus Verbindungen eines Alkalimetalles mit einem Element der IV. und V. Vertikalreihe in den grossen Perioden des periodischen Systems, d. h. mit Elementen, die rechts der sogenannten Zintl-Grenze liegen[1]). Das sind Elemente, die zur Bildung negativer Ionen in Verbindungen befähigt sind. Solche, die links von dieser Grenze liegen, bilden intermetallische Phasen mit Atomgittern.

Die vorliegenden Untersuchungen befassen sich mit dem lichtelektrischen Verhalten von Kombinationen von Cs mit Elementen der III. Vertikalreihe des periodischen Systems, also Ga, In, Tl.

Die Herstellung der Photokathoden des untersuchten Typus wird durch die niedrigen Schmelzpunkte der Metalle der III. Vertikalreihe sehr erschwert. Die Daten sind folgende:

Tabelle I.

Element	Schmelzpunkt
Ga	29,8° C
In	155,0° C
Tl	303,5° C

Insbesondere bot die Herstellung der Cs-Ga-Zelle grosse Schwierigkeiten. Ein normales Einschmelzen der Ga-Verdampfungsquelle in die Zelle war nicht möglich, da das Metall dabei flüssig wurde und aus der W-Spirale heraustropfte. Sie wurde erst auf dem Pumpstand unmittelbar vor dem Pumpen angeschmolzen. Die Zellen wurden ca. 2 Stunden bei 200° C ausgeheizt und auf diese Weise entgast. Hierauf erfolgte Aufdampfen der Ga-, In- oder Tl-Schicht bei Zimmertemperatur und nachfolgende Eindestillation von Cs.

Die lichtelektrische Ausbeute der Schichten wurde mit einer geeichten W-Lampe von $T = 2360°$ K für Weisslicht und $\lambda = 4200$ Å, sowie für $\lambda = 3660$ Å mit Hg-Lampe und UG_1-Filter gemessen. Die Resultate sind die folgenden:

Tabelle II.

Lichtelektrische Empfindlichkeit

Schicht	E (μA/Lumen)
Cs-Ga	1,0
Cs-In	1,5
Cs-Tl	0,5

[1]) F. Laves, Naturwissenschaften **29**, 244 (1941).

Die höchste Empfindlichkeit ~ 1 μA/L wurde für Cs-In erreicht. Sie ist relativ klein und liegt in der Grössenordnung derjenigen von Hydridzellen. Ein Vergleich mit einer Cs-Sb-Zelle von 30 μA/L für Weisslicht, $\lambda = 3660$ Å und 4200 Å gibt folgendes Bild:

Tabelle III.

Schicht	Totales Licht	4200 Å	3660 Å
Cs-Sb (30 μA/L) .	1,000	1,000	1,000
Cs-Ga	0,033	0,050	0,160
Cs-In	0,050	0,140	0,200
Cs-Tl	0,016	0,020	0,060

Man ersieht, dass die untersuchten Zellen eine höhere relative Empfindlichkeit für kurzwelliges Licht aufweisen als die Cs-Sb Vergleichszelle. So besitzt die Cs-In-Kathode für Licht von $\lambda =$ 3660 Å die Empfindlichkeit einer Cs-Sb-Zelle von 6 μA/L, während sie für totales Licht eine solche von nur 1,5 μA/L besitzt.

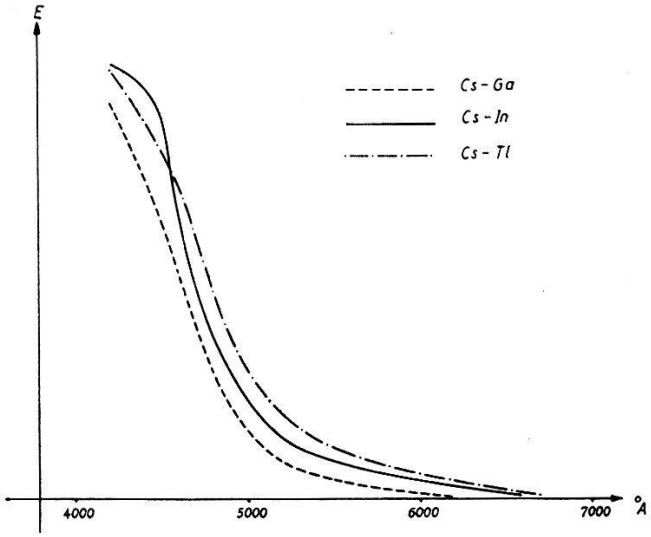


Fig. 1.

Spektrale Empfindlichkeitscharakteristik von Cs-Ga, Cs-In und Cs-Tl.

Der Verlauf der spektralen Empfindlichkeitskurven wurde mit Hilfe von Interferenzfiltern*) in Kombination mit einer W-Lampe gemessen. Zur Reduktion der Kurven auf konstante einfallende Energie wurden die Filter mit einem Thermoelement geeicht. Infolge der Selektivität der Photoschichten war zusätzlicher Gebrauch von Jenaer Absorptionsfiltern notwendig, wie Vergleichsmessungen mit Doppelmonochromator zeigten.

*) Gerätebau-Anstalt Balzers.

Figur 1 zeigt den Verlauf der spektralen Empfindlichkeitskurven, alle mit demselben Charakter: Wir finden einen steilen Anstieg gegen das Ultraviolett hin. Bei den langwelligen Ausläufern dürfte es sich, aus an Li-Sb und Cs-Sb gemachten Erfahrungen zu schliessen, um die Einwirkung von Sauerstoff- oder Wasserspuren handeln, die infolge Unmöglichkeit einer richtigen Ausheizbehandlung noch vorhanden sind. Betreffs der Grenzwellenlänge lässt sich bloss sagen, dass sie

1. nur eine schwache Abhängigkeit vom Cs-Partner zeigt und
2. im Hinblick auf das Verhalten der Empfindlichkeitskurven im Intervall 4500—5500 Å in der Reihenfolge Ga, In, Tl, d. h. mit wachsendem Atomgewicht ansteigt.

In dünner Aufdampfschicht erscheinen Ga, In und Tl in Durchsicht betrachtet gelblich. Sobald Cs-Dampf zutritt, werden diese

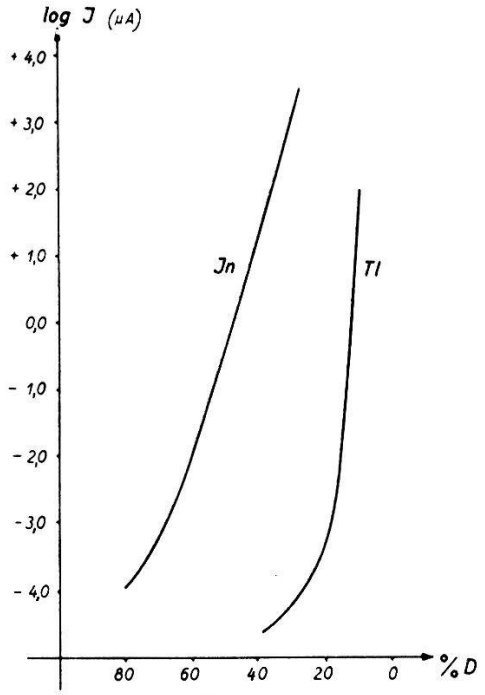


Fig. 2.

Leitfähigkeit von In- und Tl-Schichten in Funktion der Lichtdurchlässigkeit.

Schichten grauschwarz, während sie in Aufsicht metallische Reflexion zeigen. Von einem dem Anstieg der spektralen Empfindlichkeit gegen Ultraviolett parallelen Verlauf der Durchlässigkeit wie bei Cs-Ge und Cs-Sb ist nichts zu merken.

Die elektrische Leitfähigkeit der Schichten zeigt starke Anomalien. Eine merkliche Leitfähigkeit des zuerst aufgebrachten Metallfilms tritt erst bei einer relativ kleinen Lichtdurchlässigkeit D ein. Dieses Verhalten ist insbesonders bei den Tl-Schichten stark aus-

geprägt, wo eine merkbare Leitfähigkeit erst für $D = 10\%$ bemerkbar wird. Figur 2 zeigt ihren Verlauf für In und Tl (gemessen mit W-Lampe und Selenzelle). Einzig Ga ist bei $D = 70\%$ gut leitend; bei entsprechenden In- und Tl-Schichten ist das erst nach Behandlung mit Cs-Dampf der Fall. Tabelle IV zeigt dieses Verhalten (J = Strom durch die Schicht bei einer Spannung $V = 100$ V).

Tabelle IV.

Schicht	J bei $D = 70\%$ μA	J bei $D = 30\%$ μA
Ga	330,0	9570
Cs-Ga	3,3	11,2
In	0,0004	3750
Cs-In	2,5	297,0
Tl	—	0,0004
Cs-Tl	36	6400

Bei Grundschichten, die leitend sind (D_{Ga} 70% und 30%, D_{In} 30%, D_{Tl} 10%), bewirkt die Einwirkung von Cs-Dampf eine Verkleinerung der Leitfähigkeit. Bei Grundschichten, die keine merkliche Leitfähigkeit aufweisen (D_{Tl} 70% und 30%, D_{In} 70%), wird diese durch Einwirkung von Cs-Dampf erhöht. Es liegen analoge Verhältnisse vor wie bei den Cs-Sb-Schichten.

Der steile Abfall der Spektralempfindlichkeit der angeführten Zellentypen führten zur Frage, welchen Einfluss eine Legierung von In bzw. Tl und Sb auf die spektrale Empfindlichkeitscharakteristik einer Cs-Sb-Zelle ausübe. Deshalb wurden zu Sb 20 Gewichtsprozente In legiert. Die mit dieser Legierung und Cs hergestellte Kathode zeigte folgende Merkmale, verglichen mit einer Cs-Sb-Kathode: Die langwellige Grenze der normalen Zelle (7000 Å) wurde auf 6000 Å zurückgeschoben; dabei sank die Empfindlichkeit für $\lambda = 4200$ Å nur um 30%. Es wurde somit eine der Li-Sb-Kathode ähnliche Zelle erhalten. Weiter wurden 20 Gewichtsprozente Tl mit Sb legiert. Die Kathode zeigte gegenüber der Cs-Sb-Zelle folgende Änderung: Bei gleichbleibender langwelliger Grenze wurde die Empfindlichkeit der Zelle bei $\lambda = 4200$ Å um 60% erhöht.

Es gelingt somit auf diese Weise die spektrale Empfindlichkeit der Cs-Sb-Zelle wesentlich zu verändern.

Verhalten der Cs-Sb-Photokathoden bei verschiedenen Temperaturen

von N. Schaetti und W. Baumgartner (ETH., Zürich).

In früheren Messreihen ist das Verhalten der Leitfähigkeit der Cs-Sb-Schicht im Temperaturbereich von + 20 bis + 120° C untersucht worden. Diese Schichten zeigten ein halbleiterartiges Verhalten der Leitfähigkeit. Das war nach der Anschauung des Mechanismus dieser Photokathoden zu erwarten und wurde bereits von anderen Autoren gleichfalls konstatiert[1][2]).

Der Zweck der vorliegenden Untersuchungen war, den Messbereich nach tiefen Temperaturen zu erweitern und neben den Leitfähigkeitsmessungen ebenfalls den Einfluss auf die spektrale Empfindlichkeitscharakteristik zu untersuchen.

A. *Aufbau der Zelle.*

In Figur 1 ist ein Schnitt durch die Photozelle gezeigt. Sie ist als Dewargefäss ausgebildet. Zellenmaterial ist teils Thüringer-, teils Pyrex-Glas. Die Photokathode wird auf den möglichst planen Boden des inneren Zylinders aufgedampft. Ein angeschmolzenes,

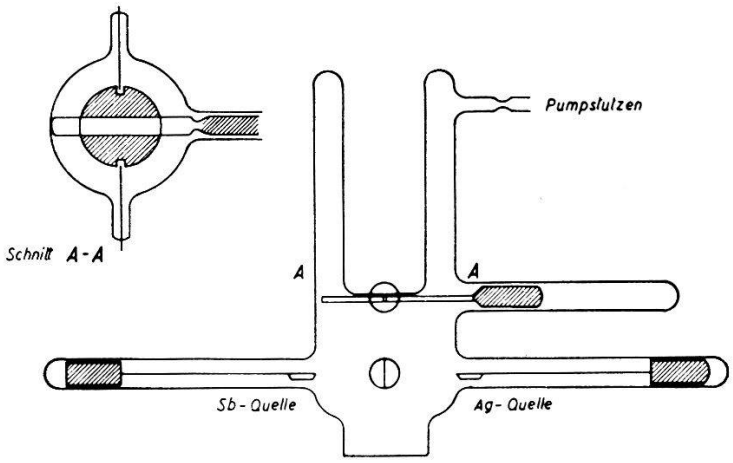


Fig. 1.
Leitfähigkeitszelle.

planes Glasplättchen von 20 mm erlaubt den Lichtzutritt zur Photokathode. Zur Messung der Leitfähigkeit sind am Boden des inneren Zylinders zwei Platinkontakte angebracht, die durch seitliche Ansätze aus der Zelle ausgeführt werden. Als Anode dient ein Nickelblech, das zugleich als der eine Kontakt für die Ag- und Sb-Heizwendeln benutzt wird.

---

[1]) Vgl. die Angaben in D. A. Wright, Semiconductors, Methuen 1950, S. 122ff.
[2]) Zworykin-Ramberg, Photoelectricity, J. Wiley, 1949, S. 58.

Nach dem Ausheizen der Röhre (ca. 2 h auf 350° C) wird als erstes Silber langsam aus einer verschiebbaren Quelle aufgedampft und durch einen flachen Glasstab ein Streifen von 9 mm Breite zwischen den beiden Platinkontakten abgedeckt.

Nach dem Aufdampfen der Silberschicht wird der Glasstab weggezogen und aus der zweiten Quelle Antimon aufgedampft. Das verwendete Sb ist spektral rein, die Wolfram-Spirale im Hochvakuum vorgeglüht.

Die Sb-Schichtdicke wird an Hand ihrer Lichtdurchlässigkeit kontrolliert, als Lichtquelle dabei eine W-Lampe verwendet, als Messzelle eine Selenzelle. Der normale Durchlässigkeitswert beträgt 30%.

Nach Herstellung der Sb-Grundschicht wird aus einem seitlichen Ansatz Cs in die Zelle eingeführt und diese auf maximale lichtelektrische Empfindlichkeit formiert.

Das Cs entstammt einer Glasampulle, in welche es im Hochvakuum eindestilliert wurde. Nach Beendigung der Formierung erfolgt Abschmelzen der Zelle.

B. *Messresultate:*

1. Spektrale Empfindlichkeitscharakteristik.

Mit Hilfe von Doppelmonochromator und *W*-Lampe wurde die spektrale Empfindlichkeitscharakteristik bei Zimmertemperatur gemessen unter Verwendung eines Siemens-Supergalvanometers. Die beiden Silberelektroden der Zelle hatten gleiches Potential. Darauf erfolgte Kühlung der Zellen auf tiefe Temperaturen, bei den Pyrexzellen durch direktes Einfüllen von flüssigem Stickstoff. Die Zellen aus Thüringer Glas wurden mit Hilfe von Petroläther, durch welchen man flüssige Luft führte, langsam auf Temperaturen von −110 bis −130° C abgekühlt. Die Temperaturmessung erfolgte mit Hilfe eines Fe-(Cu-Ni)-Thermoelementes, dessen Anzeigen bei −196°, −183° und −131° C (Pentan) mit Standardwerten verglichen waren.

Es wurde sodann die spektrale Empfindlichkeitskurve bei tiefer Temperatur gemessen und anschliessend die Zelle wieder auf Zimmertemperatur erwärmt. Zur Kontrolle wurde hier die Charakteristik nochmals aufgenommen, um eventuelle Änderungen feststellen zu können.

Figuren 2—5 zeigen die Resultate dieser Messungen. Dabei sind die Charakteristiken nicht auf energiegleiches Spektrum reduziert.

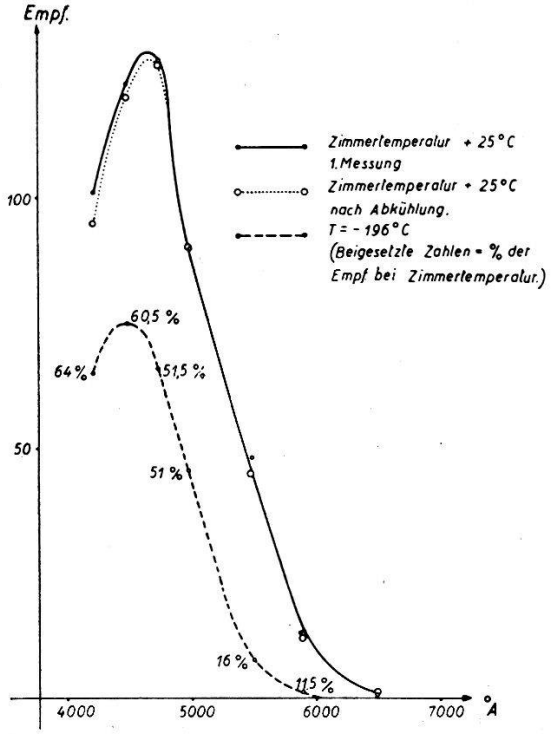


Fig. 2.

Fig. 2—5. Temperaturabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeitscharakteristik.

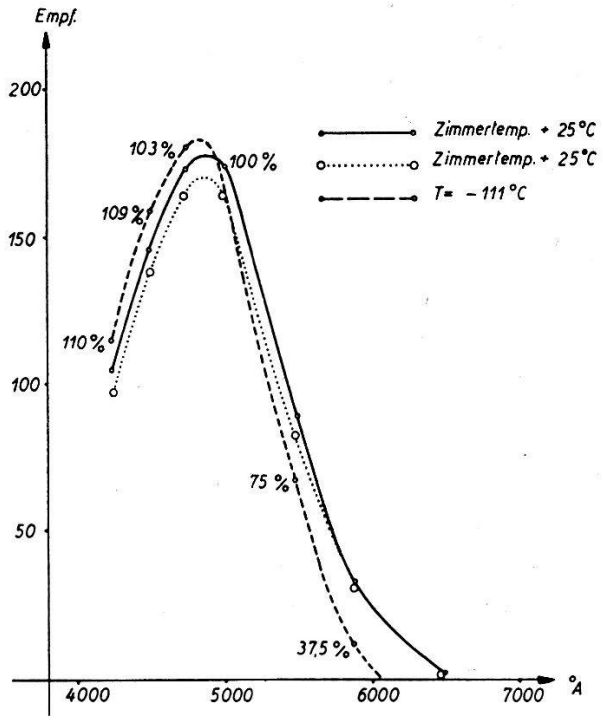


Fig. 3.

In allen Fällen ist eine Rückverschiebung der langwelligen Grenze der Photokathode durch Abkühlung feststellbar.

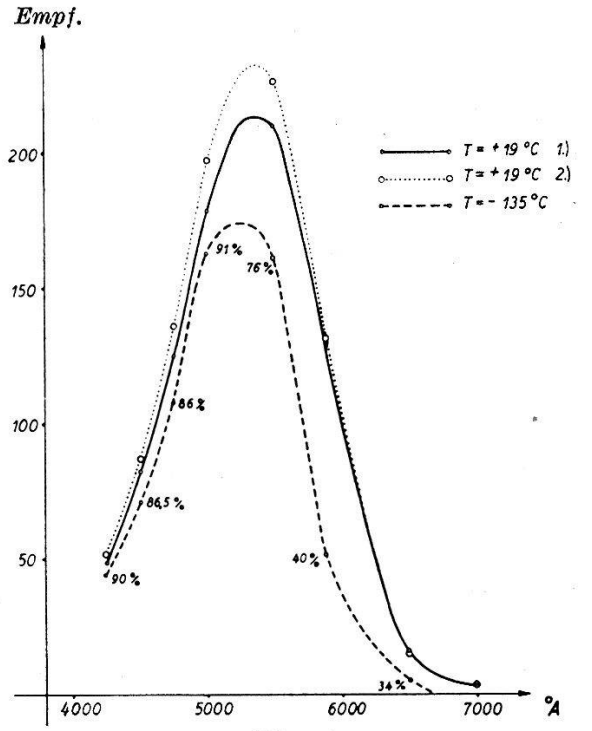


Fig. 4.

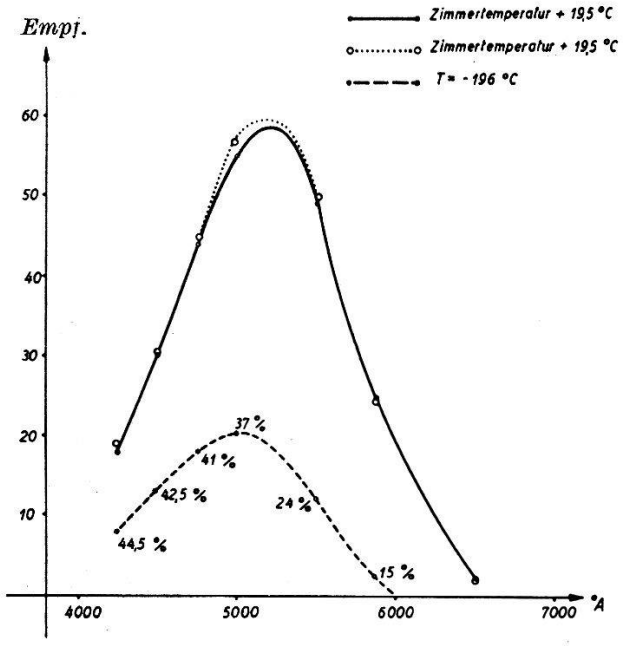


Fig. 5.

Die vier gezeigten Charakteristiken erlauben eine Scheidung der untersuchten Kathoden in zwei Gruppen:

Gruppe I: Maximum des Photostromes bei 4700 Å bis 4800 Å, langwellige Grenze bei ca. 6500 Å. Dies entspricht der Empfindlichkeitscharakteristik einer normalen Cs-Sb-Kathode.

Gruppe II: Maximum bei 5200 Å, langwellige Grenze bei ca. 7000 Å und relativ kleine Blauempfindlichkeit. Diese Zellen sind somit wesentlich stärker rotempfindlich und weisen dementsprechend eine höhere Totalempfindlichkeit auf.

Ursachen dieser Rotverschiebung können sein: Überschuss an Cs in der Schicht, Oxydation der Schicht. Die beiden Zellengruppen zeigen auch bei Leitfähigkeitsmessungen Unterschiede.

Für die zwei Wellenlängen 4500 und 5890 Å wurde die Strom-Spannungscharakteristik der Zellen aufgenommen, und zwar bei Zimmertemperatur und bei verschiedenen tiefen Temperaturen, z. B. bei -110^0 C.

Figur 6 gibt Messresultate wieder: die Sättigung wird für tiefe Temperatur bei kleineren Anodenspannungen erreicht.

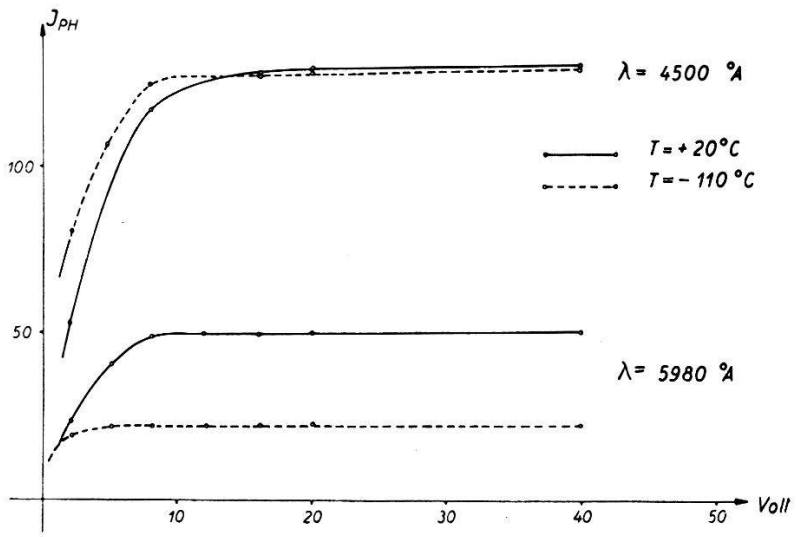


Fig. 6.

Sättigungscharakteristik für $+20^0$ C und -110^0 C.

Zur Abklärung der Ursache für die Rückverschiebung der langwelligen Grenze bei tiefen Temperaturen sind Messungen der optischen Schichtdurchlässigkeit bei verschiedenen Temperaturen vorgesehen.

2. Leitfähigkeit der Photokathoden.

In Figur 7 ist der Log. der Leitfähigkeit (gemessen als Strom I durch die Schicht in μA bei einer Spannung von 10 Volt) in Funktion von $10^3/T$ ^{0}K aufgetragen. Die Spannung wurde zur Schonung der Schicht nur während jeder Messung kurzzeitig angelegt, öfters auch durch Kommutation Unabhängigkeit von der Stromrichtung festgestellt. Zu Beginn der einzelnen Messreihen erfolgte Kontrolle der linearen Abhängigkeit von Strom und Spannung.

Es sind die Kurven für 6 verschiedene Zellen eingetragen: Gerade mit Knickpunkten, somit Halbleitercharakter. Ausgezogen sind die Kurven der beiden rotempfindlichen Zellen, während die

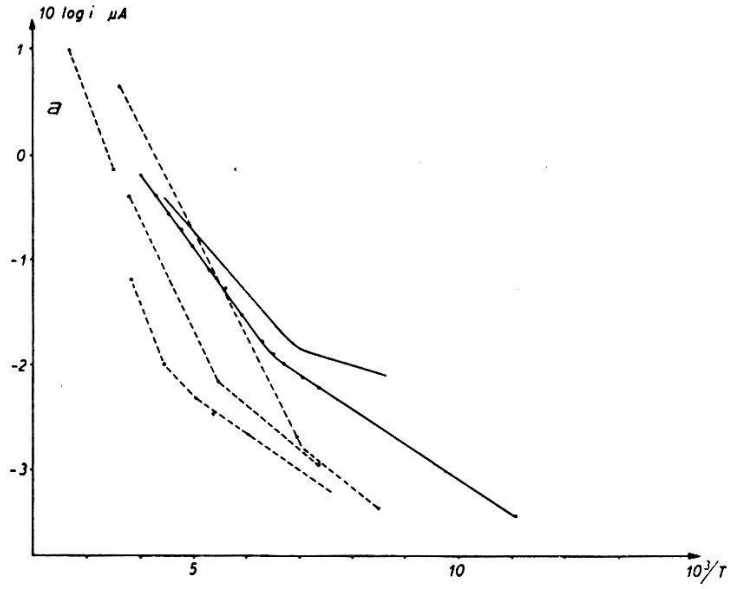


Fig. 7.

Leitfähigkeit von Cs-Sb-Schichten in Funktion der Temperatur.

übrigen punktiert eingetragenen zu Zellen von normalem Typus gehören*).

Durch Ausführung solcher Messungen auf dem Pumpstand während des Formierungsprozesses soll der Einfluss des Formierungsgrades, sowie derjenige einer schwachen Oxydation auf den Verlauf der Leitfähigkeitskurven untersucht werden.

Dielektrische Eigenschaften von Substanzen des Perowskittyps

von H. Gränicher (ETH., Zürich).

Als 1949 von B. Matthias[1]) neue, zu $BaTiO_3$ isomorphe Ferroelektrika entdeckt wurden, stellte sich die wichtige Frage, welche physikalischen und kristallchemischen Eigenschaften erfüllt sein müssen, damit eine im Perowskittyp kristallisierende Substanz ferroelektrisch ist. Verbindungen, wie $SrTiO_3$ und $CaTiO_3$, deren Dielektrizitätskonstanten (DK) bei tiefen Temperaturen ein Curie-Weiss-Gesetz: $\varepsilon = C/T - \Theta$ befolgen, müssten eigentlich auch als ferroelektrisch bezeichnet werden, obschon ihre Curietemperaturen Θ

*) Die mit *a* bezeichnete Gerade stammt aus früheren Messungen, in der die Unabhängigkeit der Neigung von der Schichtdicke festgestellt wurde. Vgl. N. Schaetti und W. Baumgartner «Le Vide», **6**, 1041 (1951).

*

bei ca. 0^0 K bzw. -170^0 K nur durch Extrapolation bestimmt werden können. Es scheint zweckmässig, solche Substanzen, im Gegensatz zu den Ferroelektrika im strengen Sinne, *paraelektrisch* zu nennen.

Ein Doppeloxyd der Zusammensetzung ABO_3 kann die Perowskitstruktur annehmen, sofern die Summe der Wertigkeiten der beiden Metallionen sechs beträgt, und die Ionenradien innerhalb verhältnismässig weiten Grenzen liegen. Es gibt deshalb eine Vielfalt von möglichen Verbindungen. Die Mehrzahl von ihnen kristallisiert aber gar nicht im idealen Perowskittyp, sondern in einer zu orthorhombischer Symmetrie deformierten Struktur[2]) (in pseudokubischer Betrachtungsweise: monoklin). Insbesondere trifft dies auch für $CaTiO_3$ zu*). Um über die am Anfange gestellte Frage und über den Einfluss der Deformation der Struktur auf das dielektrische Verhalten der Perowskite Aufschluss zu erhalten, wurden auf einer allgemeinern Basis strukturelle und dielektrische Untersuchungen an einer Reihe von Keramiken von Titanaten, Zirkonaten, Ceraten, Aluminaten und Scandaten durchgeführt.

Mit Hilfe von Debye-Scherrer-Aufnahmen wurden die Art der Deformationen und ihre Temperaturabhängigkeit bestimmt. Dabei wurde gefunden, dass $NdAlO_3$ einen neuen, trigonal deformierten Perowskittyp besitzt (Streckung des Elementarwürfels in einer Raumdiagonalen)[4]). Die von uns hergestellten Keramiken und Einkristalle von $CaCeO_3$ erwiesen sich nicht als Perowskit, sondern als eine neue, dem Fluorit verwandte, kubische Struktur[3]).

Substanz	Struktur	DK bei 20^0 C	Temperaturkoeffizient $1/\varepsilon \cdot d\varepsilon/dT$ bei 20^0 C
$SrTiO_3$	idealkubischer Perowskit	220	$-3{,}7 \cdot 10^{-3}$ (paraelektr.)
$CaTiO_3$	rhombisch def. Perowskit	185	$-1{,}6 \cdot 10^{-3}$ (paraelektr.)
$BaZrO_3$	idealkubischer Perowskit	43	$-0{,}16 \cdot 10^{-3}$ (unterhalb -160^0 C gilt ein Curie-Weiss-Gesetz: paraelektr.)
$LaScO_3$	deformierter Perowskit	30	$+0{,}2 \cdot 10^{-3}$
$NdScO_3$	deformierter Perowskit	27	$+0{,}25 \cdot 10^{-3}$
$NdAlO_3$	trigonal def. Perowskit	17,5	$+0{,}3 \cdot 10^{-3}$
$CaCeO_3$	$CaCeO_3$-Typ[3])	21	$+0{,}4 \cdot 10^{-3}$
CeO_2	Fluorittyp	26	$+0{,}5 \cdot 10^{-3}$
Y_2O_3	Tl_2O_3-Typ	ca. 13	$+0{,}15 \cdot 10^{-3}$

*) Nach mündlicher Mitteilung von H. F. Kay (Bristol) soll die von Naray-Szabo[2]) angegebene Struktur nicht ganz richtig sein. Die verbesserte Bestimmung werde demnächst publiziert.

In der Tabelle sind die Resultate von einigen Perowskitverbindungen nach fallender DK geordnet und zum Vergleich drei andere, kubische Verbindungen aufgeführt. Aus dieser Zusammenstellung lässt sich qualitativ folgendes entnehmen: Besitzt ein Perowskit eine grössere DK als 35—40, so ist sein Temperaturkoeffizient negativ und zwar um so stärker negativ, je höher die DK ist: paraelektrisches Verhalten. Bei einer DK unterhalb von etwa 35 ist der Temperaturkoeffizient positiv, wie bei allen gewöhnlichen Substanzen, jedoch um so stärker positiv, je kleiner die DK ist. Das Beispiel der drei Nichtperowskite zeigt, dass diese Relation bei andern Strukturen nicht mehr gilt.

Dieses Verhalten der DK wird verständlich durch die bei Ferroelektrika oft angewandte Darstellung:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 (T) + C/T - \Theta$$

Dabei ist ε_0 die sogenannte Untergrunds-DK. Sie besitzt die übliche, schwache, positive Temperaturabhängigkeit. Ihre Grösse dürfte bei Perowskiten kaum mehr als um einen Faktor 2 variieren. Dasselbe gilt auch von der Curiekonstanten C, welche bei ferro- und paraelektrischen Keramiken allgemein nur zwischen $50 \cdot 10^3$ und $150 \cdot 10^{3\,0}$ schwankt. Sehr wesentlich ändert sich dagegen die Curietemperatur Θ. Sie nimmt bei Substanzen kleiner DK grosse negative Werte an: $CaTiO_3$ -170^0 K, $BaZrO_3$ ca. -700^0 K. Je weiter aber Θ gegen hohe negative Werte strebt, desto kleiner wird die gesamte DK und desto mehr überwiegt der Temperatureinfluss von ε_0.

Es scheint daher, dass *alle Perowskite*) einen paraelektrischen Anteil der DK besitzen.* Daraus ergibt sich die Möglichkeit, durch geeignete Wahl der Substanz und eventuell zusätzlich durch Mischkristallbildung keramische Dielektrika des Perowskittyps herzustellen, welche einen sehr kleinen Temperaturkoeffizienten besitzen. Die Abweichungen von idealkubischer Symmetrie scheinen auf das dielektrische Verhalten keinen wesentlichen Einfluss zu haben. Die Deformationen sind ja tatsächlich auch klein, indem die pseudokubischen Achsenwinkel meist weniger als 1^0 von 90^0 abweichen.

$CaTiO_3$ erweist sich insofern bemerkenswert, als sich unsere Messungen, wie die Figur zeigt, durch zwei in ihrer Neigung verschiedene Curie-Weiss-Geraden darstellen lassen.

Unterhalb von -50^0 C gilt ein Curie-Weiss-Gesetz mit $C = 80 \cdot 10^{3\,0}$ und $\Theta = -171^0$ K, zwischen -50^0 und $+220^0$ C jedoch ein

*) Sofern das B-Ion Edelgaskonfiguration besitzt.

solches mit $C = 121 \cdot 10^{3\,0}$ und $\Theta = -375^0$ K. Für Temperaturen oberhalb 220° C wird die DK nahezu konstant, bis bei 350—400° C je nach Reinheit der Keramik ein rascher Anstieg der DK, wahrscheinlich infolge der Leitfähigkeit, einsetzt. Die röntgenographisch festgestellte Umwandlung der rhombischen in eine kubische Phase oberhalb 500° C konnte deshalb durch dielektrische Messungen

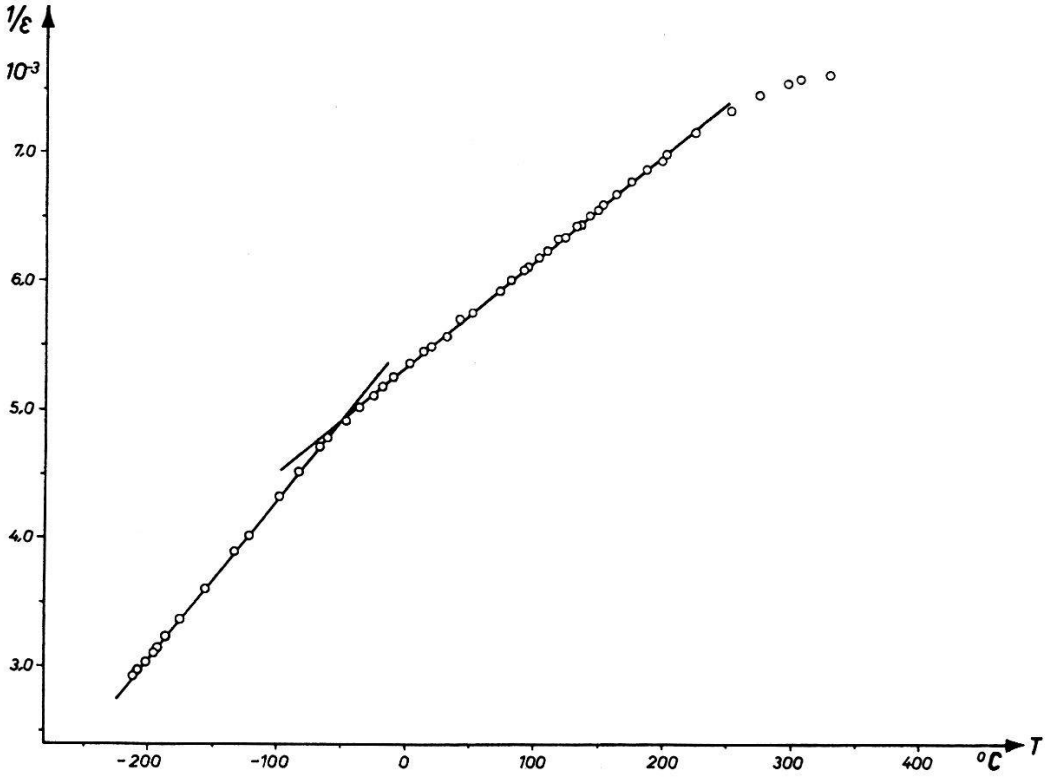


Fig. 1.
Reziproke DK von $CaTiO_3$ als Funktion der Temperatur.

leider nicht mehr erfasst werden. Pulverdiagramme oberhalb und unterhalb der Knicktemperatur bei ca. —50° C zeigen keine Strukturänderung. Die DK erweist sich bei Zimmertemperatur und bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs als frequenz- und feldstärkenunabhängig. Eine Deutung dieses Knicks ist bis jetzt noch nicht möglich.

Die ausführliche Arbeit erscheint in den Helv. Phys. Acta.

Literaturverzeichnis:

[1]) B. Matthias, Phys. Rev. **76**, 1771 (1949).
[2]) I. Naray-Szabo, Naturwissenschaften **31**, 202 (1943),
Müegyetemi Közlemények 1. — (1947).
[3]) H. Gränicher, Acta Cryst. demnächst.
[4]) R. Kern, Diplomarbeit ETH., unveröffentlicht.

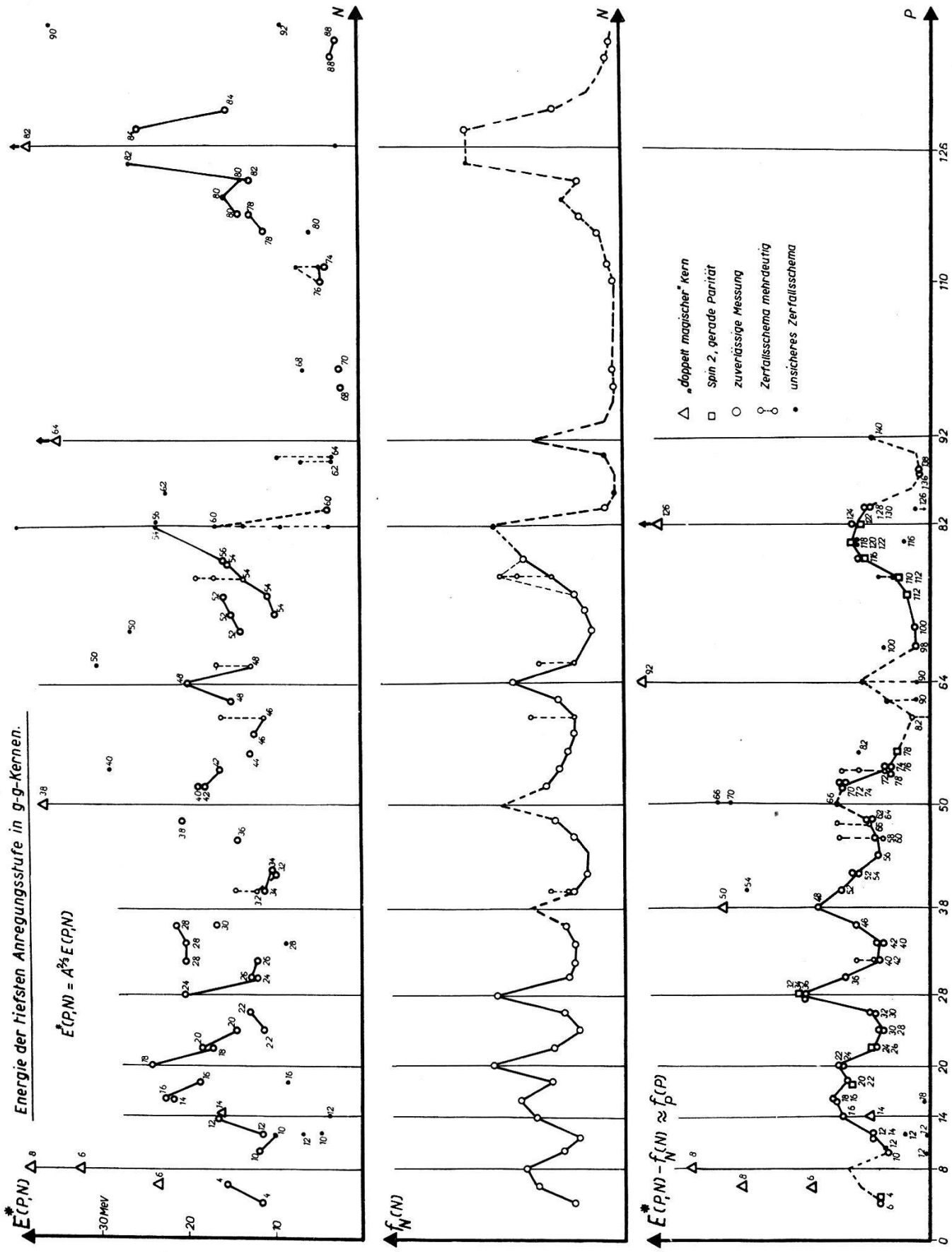
Die tiefsten Zustände der Grundkonfiguration der gg-Kerne

von P. Stähelin und P. Preiswerk (ETH., Zürich).

Beim Vergleich der Energien der ersten Anregungsstufe der *gg*-Kerne (Kerne mit gerader Protonen- und gerader Neutronenzahl) kann man Gesetzmässigkeiten, in denen die Schalenstruktur der Kerne zum Ausdruck kommt, erkennen.

Trägt man, wie es in Figur 1 geschehen ist, die Energien $E(PN)$ der ersten bekannten Anregungsstufe dieser Kerne, oder, wie das Schalenmodell es nahelegt, das Produkt $A^{2/3}. E(PN) = E^*(PN)$ als Funktion der Neutronenzahl N mit der Protonenzahl P als Parameter (A Massenzahl) auf, so zeigt die Punktverteilung keine erkennbare Regelmässigkeit. In einer dreidimensionalen Darstellung käme eine solche besser zum Vorschein. Beim Versuch die Niveaux zu ordnen gehen wir von der Beobachtung aus, dass für viele *gg*-Kerne mittlerer Ordnungszahl $E^*(PN)$ nahezu konstant ist und fragen, ob die empirischen Daten sich durch eine Funktion $F(PN)$ beschreiben lassen, wenn für diese eine Entwicklung $F(PN) =$ const. $+ \Delta_P(P) + \Delta_N(N)$ gesetzt wird. $\Delta_P(P)$ und $\Delta_N(N)$ sollen dabei nur von P bzw. N allein abhängen. Gleichbedeutend damit ist der Versuch, $E^*(PN)$ durch eine Summe $(f_P(P) + f_N(N))$ darzustellen. Aus den empirischen Daten haben wir $f_N(N)$ in der Weise konstruiert, dass sich als Differenz $(E^* - f_N(N))$ eine Funktion $f_P(P)$ ergab, die möglichst den gleichen Verlauf wie $f_N(N)$ hat. Es zeigt sich — eher überraschend — dass durch diese Forderung f_P und f_N bis gegen $P = 60$, bzw. $N = 82$ weitgehend bestimmt sind. Nur wenige Punkte, auf die noch eingegangen wird, fallen nicht auf die konstruierte Kurve. Bei den schwereren Kernen wird der Funktionsverlauf etwas unsicher, da dort zu wenige Termschemata mit Sicherheit bekannt sind. Die in der beschriebenen Weise abgeleiteten Funktionen f_P und f_N zeigen einen wellenförmigen Verlauf mit deutlichem Maxima bei den Protonen- und Neutronenzahlen 20, 28, 38, 50, 64, 82, 92 (?), 126. Diese Zahlen entsprechen gerade Schalengrenzen im Modell von Mayer und von Haxel, Jensen und Suess. Einige weitere Schalengrenzen dieses Modells kommen in unserer Darstellung nicht zum Ausdruck; es handelt sich um Grenzen, die auch in den Eigenschaften der Kerne mit ungerader Massenzahl nur wenig ausgeprägt erscheinen.

Die durchgeführte Zerlegung von $E^*(PN)$ führt zu einer Aufteilung der tiefsten Anregungstufen in zwei Gruppen: 1. Von zehn Kernen, deren Punkte $E^*(PN) - f_N(N)$ auf die konstruierte Kurve f_P zu liegen kommen, ist bekannt, dass sie im ersten Anregungs-


Energie der tiefsten Anregungsstufe in g-g-Kernen.
E*(P,N) = A^2/3 E(P,N)
E*(P,N)
30 Mev
N
f_N(N)
E*(P,N) − f_N(N) ≈ f_P(P)
P
„doppelt magischer" Kern
Spin 2, gerade Parität
zuverlässige Messung
Zerfallsschema mehrdeutig
unsicheres Zerfallsschema

zustand Spin 2 und gerade Parität haben[1]). Einer Verallgemeinerung standen drei Ausnahmen mit Spin 1 und ungerader Parität im Wege. In zwei Fällen davon haben wir die Konversionskoeffizienten nachgeprüft; die neuen Messungen lassen auf gerade Parität schliessen. 2. Bei den anderen Kernzustände deren Punkte nicht auf die Kurve fallen, scheinen die Spins, soweit sie bekannt sind, keiner allgemeinen Regel zu gehorchen. Es befinden sich darunter die Niveaux der „doppelt magischen Kerne", Kerne, bei denen die besetzten Protonen- und Neutronenschalen alle abgeschlossen sind. Bei den übrigen handelt es sich um Kerne, deren Niveauschemata noch nicht gesichert sind. Wir beabsichtigen, einige derselben zu überprüfen.

Die Existenz zweier verschiedener Anregungstypen folgt aus dem Schalenmodell. *Doppelt-magische* Kerne lassen sich nur durch Änderung der Konfiguration, d. h. Änderung von Besetzungszahlen einzelner Schalen, anregen. Die dazu notwendige Anregungsenergie und der resultierende Spin lassen sich deshalb nicht allgemein voraussagen.

Bei den übrigen *gg*-Kernen besteht dagegen innerhalb der Grundkonfiguration (gleiche Besetzungszahlen der Schalen wie im Grundzustand) neben dem Grundzustand mit Spin Null stets noch mindestens ein Anregungszustand mit Spin 2 und gerader Parität.

Die empirische Zerlegung der Funktion $E^*(PN)$ erweist sich, wie in einer späteren Arbeit gezeigt werden soll, nützlich bei der Interpretation von Zerfallschemata und im Auffinden noch unbekannter γ-Übergänge. Wir betrachten die Zerlegung nur als vorläufige Näherung und möchten daher auch keine zu weitgehenden Schlüsse daraus ziehen, sondern mit dem Hinweis auf die gefundenen Regelmässigkeiten eine genauere theoretische Untersuchung anregen.

Untersuchung von γ-Spektren mit dem Scintillationsspektrographen

von D. Maeder und P. Preiswerk (ETH., Zürich).

Im Laufe des letzten Jahres wurde der Scintillationszähler zu einem quantitativen Messgerät zur Untersuchung von γ-Strahlen entwickelt. Besonders Hofstadter und McIntyre[1]) haben gezeigt, dass bei Anwendung von Tl-aktiviertem NaI als Scintillationskristall aus der Grösse der Lichtblitze auf die Energie der γ-Quanten geschlossen werden kann. Die grosse Ansprechwahrscheinlichkeit des Scintillationszählers macht diese Methode vor allem geeignet

[1]) M. Goldhaber und A. W. Synyar, Phys. Rev. **83**, 906 (1951).

zur Energiemessung von Quanten, die von kurzlebigen oder von intensitätsschwachen Aktivitäten herrühren.

Wir haben mit einem Scintillationsspektrographen mit photographischer Registrierung der Amplitudenverteilung folgende γ-Spektren ausgemessen:

a) *γ-Strahlung des Cu^{66}.*

Das 5,1 min-Cu^{66}, welches durch Neutroneneinfang aus Cu^{65} gebildet wird, emittiert (nach Absorptionsmessungen von L. MEITNER[2])) eine γ-Linie von (1,32 $\pm$ 0,04) MeV. Mit dem Scintillationsspektrographen erhielten wir den Wert

$$h\nu = (1{,}045 \pm 0{,}010)\ \text{MeV}$$

Die Energieeichung der Apparatur wurde mit der 1,114 MeV γ-Linie des Zn^{65} vorgenommen. Nach dem gleichen Verfahren haben kürzlich RODERIK, MEYERHOF und MANN[3]) einen Wert erhalten, der mit dem unsrigen ausgezeichnet übereinstimmt.

b) *γ-Strahlung des Rh^{104}.*

Über die härtere γ-Strahlung des 4,34 min-resp. 44 sec-Rh^{104} liegen ebenfalls nur — zum Teil sich widersprechende — Absorptionsmessungen vor. Das Scintillationsspektrum zeigt eine γ-Linie von

$$h\nu_1 = (0{,}56 \pm 0{,}01)\ \text{MeV}$$

an. Zur Energieeichung wurde die Annihilationsstrahlung des Cu^{64} benützt. Eine andere, an Intensität schwächere Linie hat den Energiewert

$$h\nu_2 = (1{,}1 \pm 0{,}1)\ \text{MeV}.$$

Neben diesen Linien tritt ein kontinuierliches γ-Spektrum auf. Es rührt von der Bremsstrahlung her, welche die β-Emission des Rh^{104} begleitet.

Über die Einordnung der γ-Linien in die Termschemata wird an anderer Stelle berichtet werden.

c) *Kontinuierliches γ-Spektrum beim Elektroneneinfang.*

Eine ähnliche Erscheinung, wie das Auftreten einer Bremsstrahlung bei der β-Emission, kommt beim Einfang eines Hüllenelektrons durch einen Kern vor. Beim Elektroneneinfang überträgt sich die Zerfallsenergie meistens vollständig auf das Neutrino; in einem kleinen Bruchteil der Zerfälle kann sie sich aber, durch einen Prozess zweiter Ordnung, auf das Neutrino und ein γ-Quant

aufteilen, wobei die obere Grenze des emittierten γ-Kontinuums die Zerfallsenergie ist. Die Existenz dieser γ-Strahlung ist bei einer Untersuchung der Umwandlung des Fe^{55} nachgewiesen worden[4]). Mit Hilfe des Scintillationsspektrographen konnten wir nun das γ-Spektrum des Fe^{55} ausmessen. Um seine obere Grenze zu bestimmen, haben wir die Stossverteilungen, die für verschiedene Werte der Grenzenergie auf Grund der Theorie von MORRISON und SCHIFF[5]) zu erwarten sind, konstruiert. Der Konstruktion wurde die experimentelle „Linienform" monochromatischer Eichlinien im selben Energiebereich zugrunde gelegt. Beste Übereinstimmung mit dem bei Fe^{55} beobachteten Scintillationsspektrum ergab sich für eine Grenzenergie von

$$h\nu_{max} = 0{,}205 \text{ MeV}.$$

Aus der oberen Grenze des γ-Spektrums lässt sich die Massendifferenz der beiden Atome Fe^{55} und Mn^{55} direkt angeben zu

$$M\,(Fe^{55}) - M\,(Mn^{55}) = h\nu_{max} + E_K = (0{,}212 + 0{,}010) \text{ MeV}.$$

Im vorliegenden Fall ist diese Massendifferenz auch aus einer unabhängigen Bestimmung, nämlich der Messung des Schwellenwertes der Mn^{55} (pn) Fe^{55}-Reaktion zu $\Delta M = (0{,}224 \pm 0{,}011)$ MeV bekannt[6]). Die Übereinstimmung ist sehr gut.

Wir beabsichtigen mit der neuen, hier skizzierten Methode die Energietönung von K-Einfang-Prozessen bei einer Reihe weiterer Kerne zu messen.

Literaturverzeichnis.

1) R. HOFSTADTER and J. A. McINTYRE, Phys. Rev. **80**, 631 (1950).
2) L. MEITNER, Ark. Mat., Astronom. Fysik, Ser. B. **28**, Nr. 14 (1942).
3) Wird in Phys. Rev. erscheinen; Herrn Dr. MEYERHOF danken wir bestens für seine brieflichen Mitteilungen.
4) H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK, P. SCHERRER und R. STEFFEN, Helv. Phys. Acta **19**, 222 (1946).
5) P. MORRISON and L. I. SCHIFF, Phys. Rev. **58**, 24 (1940).
6) P. H. STELSON and W. M. PRESTON, Phys. Rev. **83**, 469 (1951).

Bestimmung von Augerkoeffizienten mit Hilfe spektrometrischer Koinzidenzmessungen

von O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER und A. DE SHALIT (ETH., Zürich).

Die Diskussionen um die Kernmodelle, speziell um das Einteilchenmodell richten immer wieder das Interesse der Kernspektroskopie auf die Gebiete niederer Energie. Im β-Spektrum findet man hier die Augerlinien und es ist oft schwierig diese von den Konversions-

linien der Kern-γ-Strahlung zu unterscheiden. Der Augerprozess (strahlungslose Elektronenemission) liefert Elektronen verschiedener Energien (Gruppen der KLL; KLM; KMM usw.) und die Häufigkeit dieser Übergänge ist an Hand des Spektrums schwer abzuschätzen, da die Absorption im Zählrohrfenster eine grosse Korrektur erfordert. Andererseits würde aber gerade eine Bestimmung der einzelnen Übergangswahrscheinlichkeiten und ihr Vergleich mit den theoretischen Rechnungen von MASSEY und BURHOP[1]) und PINCHERLE[2]) eine starke Stütze für die richtige Interpretation der Linien sein. Mit einer Koinzidenzapparatur im Inneren des Linsenspektrometers, wie sie bei O. HUBER u. a.[3]) beschrieben wurde, bietet sich die Möglichkeit, die Wahrscheinlichkeit der Augerübergänge der K-Gruppe aus der Koinzidenzrate zu bestimmen. Die Messung beruht auf folgendem Prinzip: Die verschiedenen Konversionslinien derselben γ-Strahlung haben die gleiche Koinzidenzrate bis auf jenen Betrag an Koinzidenzen, den die K-Linie noch mit ihren eigenen K-Augerelektronen liefert. Die L-Augerlinien wurden im Szintillationszähler nicht mehr gezählt.

Auf diese Weise wurden die Übergangswahrscheinlichkeiten (Auger-Koeffizienten) der KXY-Übergänge beim Silber bestimmt. Der Vergleich mit den relativen Werten von PINCHERLE ergibt:

	Exp.	Theorie
a_{KLL}	65%	56%
$a_{KLM} + a_{KLN}$	32%	40%
a_{KMM}	3%	4%

Für den totalen Koeffizienten der inneren Konversion der Röntgenstrahlung folgt aus der Theorie von MASSEY und BURHOP:

$$a_{K\,(Z=47)} = 22\,\%$$

Unsere Messung ergibt:

$$a_{K\,(Z=47)} = (17 \pm 2)\,\%$$

Ein Resultat, das in Anbetracht der Schwierigkeit einer Absolutmessung in diesem Energiebereich und auch der Vereinfachung bei der theoretischen Rechnung noch als übereinstimmend angesehen werden kann.

Für das Elektronenspektrum des Ag^{109} kann daraus geschlossen werden, dass die Interpretation dieser Linien als K-Augerlinien richtig war, dass also keine Kernemission bei dieser Energie vorliegt.

[1]) H. S. W. MASSEY und E. H. S. BURHOP, Proc. Roy. Soc. A. **153**, 661 (1936).

[2]) L. PINCHERLE, Nuovo Cimento **12**, 81 (1935).

[3]) O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER, A. DE SHALIT und W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **24**, 125 (1951).

The decay of Pt^{195}, Au^{195}, Pt^{197} and Au^{199}

by O. Huber, F. Humbel, H. Schneider, and A. de-Shalit (ETH., Zürich).

It is well known that Mayer's shell model is a single particle one, at least for the ground states of nuclei. That is: the spins, parities and perhaps the magnetic moments too, of nuclei in their ground states can be explained by the corresponding quantities of one single nucleon. It is therefore interesting to see whether the first few excited states of odd nuclei can be explained by a single-particle model as well.

To check this hypothesis we note that if the excited states of nuclei are single particle ones, then successive odd nuclei which have the same ground states should have similar decay schemes. The energy of corresponding transitions should vary continuously from one odd nucleus to the other. The reason for this behaviour

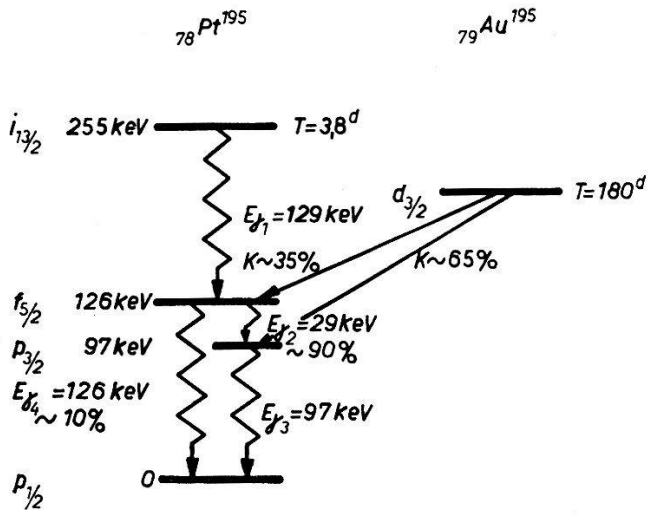


Fig. 1.
Decay scheme of Pt^{195}.

is that the number of pairs of nucleons in the core should not, in general, change the possible states for an odd nucleon, though it could change their relative positions.

The previously accepted excited states in Pt^{195}, Hg^{197} and Hg^{199} [1]) showed an outstanding dissimilarity. This would have disproved the assignment of single-particle configurations for the excited states.

We rechecked these decay schemes and were able to improve them with the help of the coincidence technique in the spectrometer described in a previous paper [2]). Our measurments now suggest new decay schemes for the isotopes considered, as shown in figs. 1—3. The spins and parities of the excited states were determined from

[1]) K. Way, L. Fano, M. Scott und K. Thew, Nuclear Data, Circular of the N.B.S., No. 499.

[2]) O. Huber, F. Humbel, H. Schneider, A. de-Shalit und W. Zünti, Helv. Phys. Acta **24**, 127 (1951).

measured conversion-coefficients, as well as from the K/L ratios[1]).

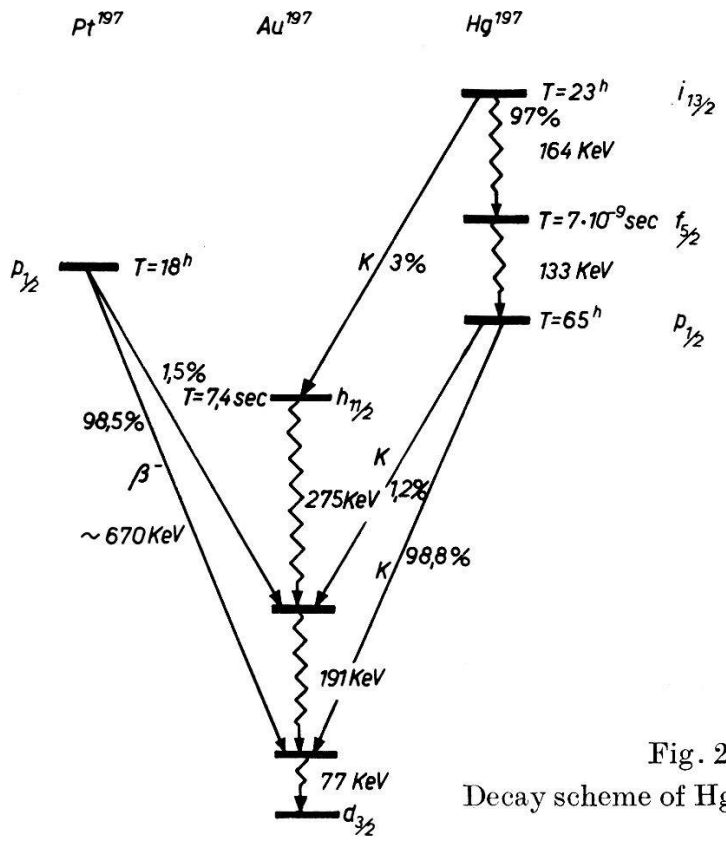


Fig. 2.
Decay scheme of Hg^{197} and Pt^{197}.

Spin assignment of Au^{197} will be discussed later[1]).

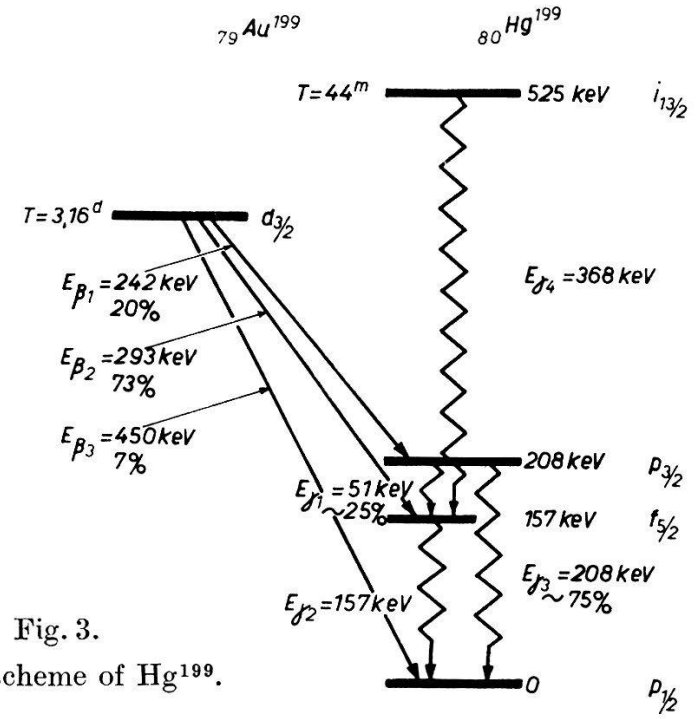


Fig. 3.
Decay scheme of Hg^{199}.

[1]) A. DE-SHALIT, O. HUBER and H. SCHNEIDER, to be published in the Helv. Phys. Acta.

Comparison of the decay schemes of Pt^{195}, Hg^{197} and Hg^{199} now brings out their outstanding similarity both with one another as well as with the general behaviour of excited states near the end of the previous (50—82) neutron shell. In both shells the isomeric transition is seen to grow in energy as one adds a pair of equivalent nucleons, and the crossing of the $s_{1/2}$ and $d_{3/2}$ levels in the (50—82) shell has its analogy in the crossing of the $p_{3/2}$ and $f_{5/2}$ levels in the (82—126) shell.

Phénomènes d'échange à grande distance

par A. Houriet (Genève).

Les forces d'échange, telles que la chimie les connaît, ont un rayon d'action limité à quelques Å. Dans un travail à paraître, dont cette note est un résumé, on va montrer la possibilité de transmettre les forces d'échange, d'étendre leur rayon d'action de quelques dizaines à une centaine d'Å. Quelques conséquences sont indiquées ci-après.

La force d'échange entre deux atomes peut être interprétée comme résultant du recouvrement dans l'espace des fonctions d'onde des deux électrons de valence responsables de la liaison chimique. L'extension spatiale de chacune d'elles est limitée par un facteur asymptotique du type

$$e^{-r/r_0}, \; r_0 = \frac{\hbar}{\sqrt{2\,m\,|E|}}$$

qui fixe le rayon d'action r_0. ($-r$ désigne la distance au noyau considéré, $E + 0$ étant l'énergie de liaison de l'électron et m sa masse). Etendre le rayon d'action des forces d'échange revient à modifier l'état de l'électron de valence de manière à ce que son énergie d'ionisation E' soit telle que $|E'| < |E|$ et que sa masse apparente m^* soit petite comparée à m. A cet effet, immergeons un atome dans un cristal isolant, choisi de telle sorte que l'électron de valence considéré possède une énergie comprise dans la bande interdite qui sépare la bande (pleine) de valence, de la bande (vide) de conduction. Soit $E' < 0$ cette énergie, mesurée à partir de la bande de conduction, m^* la masse apparente qui lui correspond. La partie asymptotique de la fonction d'onde, qui détermine l'extension spatiale, contient le facteur

$$e^{-r/r_0'}, \; r_0' = \frac{\hbar}{\sqrt{2\,m^*\,|E'|}}.$$

Nous avons examiné, pour des énergie E' capables d'assurer une stabilité chimique $-E' \gtrsim 1$ eV, la possibilité d'obtenir des valeurs

r_0' allant de quelques dizaines à une centaine d'Å. Les calculs ont montré que les hypothèses nécessaires sont compatibles avec ce que l'on sait des cristaux et qu'elles pouvaient se trouver réalisées. Une extension aux liquides est possible, le potentiel périodique étant remplacé par un potentiel quasi-périodique.

Citons quelques conséquences observables de phénomènes d'échange à grande distance.

a) La présence à l'intérieur d'un cristal déterminé d'atomes étrangers organisés en superréseau dont la maille est grande comparée à celle du cristal (quelques dizaines d'Å).

b) Un effet directionnel très marqué de la conductibilité métallique de certaines bandes d'impuretés (en relation avec le caractère directionnel du tenseur de masse apparente).

c) La possibilité de réactions chimiques en solution dont la vitesse de réaction est grande comparée à celle que l'on peut admettre selon le mode habituel.

d) Enfin l'élargissement du schéma utilisé pour la discussion de la synthèse et de l'autocatalyse des grandes molécules biologiques, en introduisant des phénomènes d'échange de portée comparable avec l'ordre à grande distance constaté dans ces molécules.

Der elektrostatische Druckgenerator der Universität Zürich

von H. Bömmel, H. H. Staub und H. Winkler (Zürich).

Der elektrostatische Druckgenerator der Universität Zürich ist vom Typ der Maschinen von Lauritsen[1]), er hat vertikale Bauart. Der Drucktank ist 3 m hoch mit einem Innendurchmesser von 156 cm, Betriebsdruck 10 Atm. Vor dem Füllen wird er ausgepumpt und dann mit getrockneter Luft gefüllt. Der untere Teil des Tanks ist zugleich Grundplatte für den Innenaufbau. Darauf stehen in einem Dreieck drei Isoliersäulen von 118 cm Länge, die aus je 19 Porzellanisolatoren und 18 dazwischen liegenden Kreisringscheiben aus Stahlblech mit dem kalthärtenden Kunststoffkitt *Araldit* zusammengekittet sind. Die drei Säulen sind innen hohl und sind nicht nur tragendes Isoliergerüst, sondern zugleich Vakuumrohre. Jede von ihnen ist über eine mit Trockeneis beschickte Kühlfalle mit einer Öldiffusionspumpe von 300 l/sec verbunden. Ohne Gaseinlass oben wird in den Vakuumrohren ein Druck von $1 \cdot 10^{-5}$ mm Hg oder weniger erreicht, völlig unabhängig vom Druck im Tank. Eines der Vakuumrohre ist Beschleunigungsrohr für den Ionen-

[1]) T. Lauritsen, C. C. Lauritsen und W. A. Fowler, Phys. Rev. **59**, 241 (1941).

strahl, die beiden anderen dienen zur differentiellen Pumpung hinter der Ionenquelle. Alle drei tragen innen überlappende Elektroden. Auf einer Platte über den Säulen ruht die Hochspannungselektrode, eine zylinderförmige Aluminiumhaube von 110 cm Durchmesser, nach oben durch eine Halbkugel abgeschlossen. In ihrem inneren sitzt auf isolierten Lagern die obere Bandwalze, weiter eine isolierte Plattform für die Einrichtungen der Ionenquelle und ein Generator von 1KW mit rotierendem Permanentmagnet für deren Betriebsspannungen. Die Hochspannungselektrode ist im unteren Teil leicht verjüngt, daran schliesst sich nach unten ein von den Säulen getragenes System von 19 Ringen an, welches eine gleichmässige Feldverteilung bewirkt. Widerstände, 400 Megohm von Ring zu Ring, sorgen für einen gleichmässigen Potentialabfall nach unten und zur Tankwand hin. Das Band läuft zwischen den Säulen und ist durch ein System von Schutzringen gegen Gleitfunken geschützt. Es ist 60 cm breit, aus Baumwolle endlos gewoben und gummiert. Mit der Bandgeschwindigkeit von 17,5 m/sec. werden bei Atmosphärendruck auf einer Seite des Bandes ca. 200 μA transportiert, das sind etwa 55% des theoretischen Wertes. Mit Rücksprüheinrichtung erhält man das Doppelte. Die untere Walze ist auf jeder Seite mit einem Antriebsmotor von je 3,5 PS direkt gekuppelt. Dieses ganze System hängt an 2 Hebelarmen frei im Tank, sein Gewicht spannt das Band. Zur Dämpfung von Schwingungen beim Betrieb dienen unten Automobil-Stossdämpfer, oben ist die Platte über den Säulen in Gummi gelagert. Die Spannungsmessung erfolgt mit einem rotierenden Voltmeter. Zur Konstanthaltung der Spannung soll eine gittergesteuerte Korona-Entladung dienen. Der Generator gibt bei Atmosphärendruck 430 KV, bei etwa 450 KV erfolgen die ersten Überschläge vom Tank zur Hochspannungselektrode. Die Versuche unter Druck wurden erst vor kurzem begonnen. Bisher wurden dabei mit 10 Atm. Luft ca. 1,8 Millionen Volt erreicht.

Détermination des courants électriques intenses par la résonance magnétique nucléaire

par G. J. Béné, P. M. Denis et R. C. Extermann
(Institut de Physique, Université de Genève).

Des recherches ont été entreprises à l'Université de Genève pour utiliser la résonance magnétique nucléaire à la détermination des courants électriques intenses. Le principe, très simple, d'une telle méthode a été exposé ailleurs[1]), rappelons-le brièvement:

[1]) Béné, Denis et Extermann, Arch. Sci. **3**, 49 (1950).

La résonance magnétique nucléaire met en évidence, pour un noyau déterminé, une relation linéaire entre la fréquence ν d'un oscillateur radioélectrique et l'intensité B d'un champ magnétique constant, lorsqu'est réalisée la condition de résonance:

$$2\pi\nu = |\gamma| B$$

expression dans laquelle γ est le rapport gyromagnétique du noyau envisagé.

Les fréquences radioélectriques pouvant être, sans précautions extraordinaires. déterminées à une précision relative supérieure à 10^{-6}, la connaissance précise des rapports gyromagnétiques permet de déterminer le champ magnétique de résonance à une précision toujours supérieure à 1 pour 10000 en valeur absolue et à 1 pour 100000 en valeur relative.

L'emploi de champs magnétiques produits par des bobines sans fer, permet d'étendre cette précision à la mesure et à la comparaison des courants électriques intenses.

La mesure du courant est donc faite en deux étapes:

1. Observation de la résonance magnétique nucléaire d'un noyau déterminé (pour raisons de commodités, on a choisi le proton) dans le champ créé par le courant à mesurer à l'aide d'un champ HF de fréquence connue à une précision suffisante. On détermine ainsi le champ magnétique à la position de l'échantillon.

2. Détermination de la relation champ courant dans le système étudié. Les essais préliminaires ont eu lieu dans un champ à air constitué par un système de bobines d'Helmoltz: l'observation de la résonance des noyaux de fluor et des protons à des fréquences variant entre 1,4 et 5 Mc nous a montré qu'un champ dont l'intensité était de 350 à 1200 gauss donnait une précision supérieure au $^1/_{10000}$[1]) dans la détermination relative des rapports gyromagnétiques de ces 2 noyaux.

Les essais préliminaires ont été poursuivis dans un dispositif d'épreuve constitué par une bobine dans laquelle circule le courant à mesurer. Cette bobine constitue la self de cathode, filtrant le courant redressé, d'un mutateur à vapeur de mercure; le courant disponible, de 4300 à 6400 ampères, produit au centre de cette bobine (bobine de 11 spires de diamètre moyen 950 mm, et de longueur 500 mm) un champ statique de 500 à 800 gauss.

Remarquons que l'inhomogénéité du champ d'un conducteur rectiligne rend ce dernier inutilisable, même si le champ produit sur

[1]) Béné, Denis et Extermann, Helv. Phys. Acta **24**, 304 (1951).

l'échantillon avait une valeur convenable. Cette inhomogénéité élargit en effet la raie de résonance, et diminue son amplitude au point de la rendre totalement inobservable. On pourrait à la rigueur utiliser une spire unique et placer l'échantillon sur l'axe à une distance du plan de la spire égale à la moitié du rayon: l'homogénéité obtenue est alors très bonne.

Les premières difficultés rencontrées dans l'observation de la résonance nucléaire ont pour origine les parasites radioélectriques provoquées par les redresseurs à vapeur de mercure: il est nécessaire de blinder parfaitement le dispositif et, en outre, de filtrer convenablement l'ondulation de crête du courant redressé (5%). Cette étape nous a conduits à l'observation de la résonance dans le champ d'épreuve. Pour la détermination de la relation champ-courant deux méthodes sont employées:

1. Calcul de la relation champ courant dans la bobine utilisée. Ce calcul très simple en première approximation devient plus long si on cherche une bonne précision: la méthode de LYLE[1]) se prête particulièrement au passage d'une bobine mince à une bobine épaisse de section rectangulaire. Notre résultat provisoire est:

$$H(\text{oersteds})/I(\text{ampères}) = 0{,}1323 \text{ à une précision d'env. 1 pour 1000.}$$

2. Détermination expérimentale de la relation champ courant par observation de la résonance paramagnétique à l'aide d'un dispositif analogue. Le rapport des moments magnétiques de l'électron et du proton permet, à fréquence égale, d'observer la résonance pour un champ 700 fois plus faible. On admet que le courant est dans les deux cas réparti uniformément dans la section des conducteurs. Un courant d'une vingtaine d'ampères est alors suffisant, et ce courant peut être mesuré par une méthode potentiométrique avec une précision élevée. Cette dernière est très bonne puisqu'à la température ordinaire la largeur de la raie de résonance du sodium métallique[2]) dissous dans NH_3 liquide ne dépasse pas 0,08 gauss. Si le champ principal est de l'ordre de quelques gauss, on estimera très facilement le millième.

Les auteurs remercient la SECEMAEU et plus spécialement MM. POIRSON, FIQUET et GAYET pour la possibilité d'expérimenter dans l'usine de Venthon-Aluminium de cette société.

---

[1]) LYLE, Phys. Mag. 6th Series **3**, 310 (1902).

[2]) LEVINTHAL, ROGERS et OGG, Phys. Rev. **83**, 182 (1951).

*

L'effet Hall du fer et du nickel aux basses températures

par J.-P. JAN (Lausanne) et H. M. GIJSMAN (Leiden).

L'effet Hall a été mesuré sur du fer et du nickel électrolytiques au Laboratoire Kamerlingh Onnes de l'Université de Leiden. Les températures étudiées sont celles de l'hydrogène liquide sous pression réduite et sous pression atmosphérique et de l'azote liquide sous pression réduite, soit respectivement 14, 20 et 64° K. Des mesures à 83° K et à la température du laboratoire, certaines effectuées à Lausanne par l'un des auteurs, complètent les précédentes.

A température constante, la f. é. m. de Hall n'est pas une fonction linéaire de l'induction magnétique à l'intérieur de l'échantillon étudié (ou du champ magnétique extérieur). La courbe représentative comprend une droite passant par l'origine, raccordée à une seconde droite de pente plus faible observable lorsque l'échantillon est saturé. La formule suivante*) représente les résultats expérimentaux[1]:

$$\varrho_H = R_0 \mu_0 H + R_1 J = R_0 (\mu_0 H + \alpha J)$$

ϱ_H est le champ électrique de Hall (composante du champ électrique perpendiculaire au courant) par unité de densité de courant, R_0 la constante de Hall «ordinaire»*), R_1 la constante de Hall «extraordinaire», $\alpha = R_1/R_0$ le paramètre du champ, H le champ magnétique à l'intérieur de la substance étudiée et J l'intensité d'aimantation observable. Le paramètre α n'est autre que le rapport des pentes des deux droites; il est supérieur à 1.

La mesure de l'effet Hall et de la résistivité ϱ, sur le même échantillon a permis le calcul de la conductibilité magnétogalvanique transversale $\gamma_H = \varrho_H/\varrho^2$ introduite par A. PERRIER[2][3]).

Les observations à basse température complètent et confirment des résultats obtenus précédemment[4]) dans une étude de l'effet spontané du fer et du nickel. Des graphiques projetés en séance montrent que la conductibilité magnétogalvanique transversale à intensité d'aimantation constante *croît constamment* quand la température décroît. Cette variation est notablement plus simple que celle de la constante de Hall extraordinaire R_1 qui présente un minimum dans la région des basses températures et un maximum prononcé au voisinage du point de Curie.

Les électroaimants utilisés, bien que très puissants, ne permettent pas de dépasser la saturation du fer pour mesurer R_0 et α. Ces deux grandeurs ont été déterminées sur le nickel: R_0 croît faible-

*) La formule est donnée dans le système GIORGI. Les constantes de HALL sont relatives à l'unité d'induction magnétique. Pour $\alpha = 1$, la relation devient: $\varrho_H = R_0 B$; c'est le cas de la plupart des métaux non ferromagnétiques.

ment avec la température; α est sensiblement égal à 2 aux basses températures et à 13 à la température du laboratoire.

Les expériences sont conduites à la manière classique sur des plaques rectangulaires de $80 \times 32 \times 1$ mm parcourues par un courant d'une intensité de 30 A, et munies de sondes du même métal pour la mesure de l'effet Hall et de la résistivité. Les différences de potentiel sont déterminées à l'aide d'un potentiomètre Diesselhorst. La température des bains se déduit de la pression.

Un compte rendu général paraît dans Physica et les Communications du Laboratoire Kamerlingh Onnes.

Bibliographie.

[1]) E. M. Pugh, N. Rostoker and A. Schindler, On the Hall Effect in Ferromagnetics, Phys. Rev. **80**, 688 (1950).

[2]) A. Perrier, Grandeurs et formules théoriques nouvelles pour les phénomènes galvanomagnétiques et thermomagnétiques, Helv. Phys. Acta **3**, 317 (1930).

[3]) A. Perrier, Actions démagnétisantes et lois expérimentales des phénomènes du type magnétogalvanique et des effets connexes, Helv. Phys. Acta **6**, 466 (1933).

[4]) J.-P. Jan, Nouvelle représentation de l'effet Hall spontané, Helv. Phys. Acta **22**, 581 (1949).

Méthode nouvelle permettant la mesure des effets Hall en série et en parallèle

par A. L. Perrier (Lausanne).

I. *Les méthodes traditionnelles.* L'exposé en séance résume d'abord les difficultés de la détermination expérimentale des effets magnétogalvaniques, auxquelles sont imputables pour une large part les divergences souvent considérables qui subsistent entre les résultats d'observateurs différents. Pour l'essentiel, ces difficultés découlent d'une part de la faiblesse des phénomènes, fréquemment proche de la limite de perceptibilité, et de l'autre des effets divers d'origine thermique inhérents aux modes même d'opérer[1]). Comme il semble impossible d'aller beaucoup plus avant en perfectionnant les appareillages, l'auteur a recherché des techniques s'écartant des traditionnelles dans leur économie même[1]).

La présente communication expose le principe d'une méthode permettant en première ligne d'associer les éprouvettes d'étude en série comme en parallèle (opérations impossibles jusqu'ici) soit de faire reculer notablement les limites de sensibilité, et d'autre part d'éliminer quasi entièrement les parasites d'ordre thermique.

---

[1]) V. A. Perrier, Sur la détermination et la mesure du magnétogalvanisme transversal. Helv. Phys. Acta, **19**, 410 (1946).

II. *Schéma de la méthode.* L'éprouvette est façonnée en tore de révolution à section méridienne rectangulaire (anneau plat) figure 1. On la soumet à l'action de deux champs magnétiques parallèles à l'axe. L'un d'eux, $\vec{B}$ (désignation conventionnelle: «inducteur») provoque dans l'anneau, par des variations brèves (renversements par exemple) des courants à lignes circulaires, sans différences de potentiel. Simultanément alors, la présence du second champ $\vec{H}$, invariable lui (conv. «rotationnel») fait naître des forces électromotrices radiales (de Hall) ou des courants que l'on mesurera à l'aide d'un dispositif balistique.

A cette fin, un second anneau de diamètres identiques à ceux du premier est appliqué sur lui concentriquement. Ils sont soudés

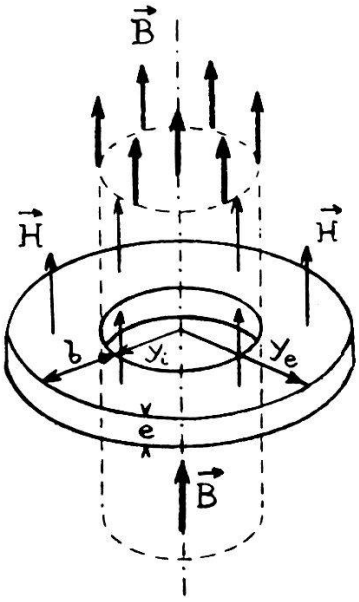


Fig. 1.

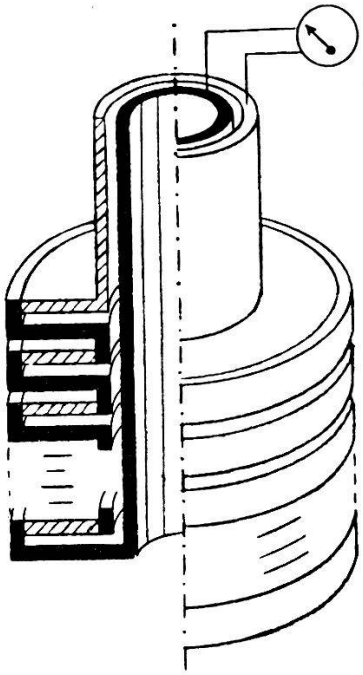


Fig. 2.

l'un à l'autre tout du long de l'un de leurs bords, les deux autres contours sont fermés sur le circuit de mesure par des cylindres coaxiaux. On a pris soin de diviser le second anneau en secteurs par des incisions radiales, en sorte qu'il ne peut être le siège de courants induits circulaires et non plus donc d'effets Hall; le circuit balistique ne reçoit ainsi d'impulsions que de l'éprouvette.

Il est à peine nécessaire de noter l'aisance de la mise *en parallèle*; la simple augmentation de l'épaisseur des anneaux en est la réalisation la plus immédiate.

Quant à l'association *en série*, on l'obtiendra en empilant coaxialement le nombre voulu de paires d'anneaux et en les reliant par leurs bords contigus de manière convenable (fig. 2).

III. *Schéma quantitatif.* Considérons un seul anneau, soit y_i et y_e, ses rayons intérieur et extérieur, e son épaisseur, ϱ sa résistivité. R la constante classique de HALL, $\Delta \vec{B}$ la variation d'induction $\Delta \Phi$ celle, correspondante du flux.

Admettons pour schématiser que $\Delta \Phi$ agisse exclusivement dans le vide de l'éprouvette.

Désignons encore par i_x et j_x l'intensité du courant induit et sa densité (admise uniforme) par v_i et v_e les potentiels sur les bords (intérieur et extérieur) de l'anneau, on a alors

$$v_e - v_i = \delta v_y = \frac{RH}{e} i_x = RH\,(y_e - y_i)\, j_x \tag{1}$$

$$i_x = -\frac{1}{r_x}\left[\frac{d\Phi}{dt} + \frac{d}{dt}(L\, i_x)\right] \text{ où} \tag{2}$$

$$r_x = \pi\, \varrho\, (y_e + y_i)/e\,(y_e - y_i) \tag{3}$$

d'où résulte par substitutions puis intégration,

$$\delta v_y = -\frac{RH}{e r_x}\left[\frac{d\Phi}{dt} + \frac{d}{dt}(L i_x)\right]$$

$$\int_{\Delta} \delta v_y\, dt = -RH\, \Delta\Phi / e r_x = -RH\, y_i{}^2 (y_e - y_i)\, \Delta B / \varrho\, (y_e + y_i) \tag{4}$$

IV. *Deux difficultés de mise en œuvre.* La description et le calcul ci-dessus s'appliquent à un dispositif très simplifié. Un premier écueil se rencontrera lors de la mise en œuvre:

Les champs inducteurs B et rotationnel H ne pourront guère être indépendants qu'en l'absence de fer. Or, on ne pourra se passer que rarement de cet auxiliaire, ce pour des raisons évidentes d'intensité. On esquisse en séance quelques modes d'opérer pour tourner cet obstacle; par exemple à l'aide de circuits d'étalonnement auxiliaires ou encore en faisant appel à des variations de H lui-même, (si très intense) pour provoquer l'induction.

Un autre caractère du dispositif pourrait donner lieu à des erreurs systématiques: l'induction directe dans le circuit balistique. Cela requiert une grande précision de construction et au besoin des essais à blanc.

V. *Avantages.* On a relevé déjà la faculté de multiplier l'intensité des effets par des couplages en parallèle ou en série (pratiquement exclus par les méthodes traditionnelles). Voici ce qui concerne les parasites d'origine thermique, divers et en général particulièrement gênants.

1. Le régime permanent (usuel) étant ici remplacé par des actions de courte durée et de plus de sens alterné, les gradients de température magnétothermoélectriques sont très réduits.

2. Les observations balistiques sont par leur nature même, libérées dans une large mesure de parasites à action lente; en outre, elles s'accommodent d'instruments d'assez grande résistance, indifférents à proportion à des f. e. m. parasites résiduels.

3. La suppression totale de sondes, organes essentiels des autres dispositifs, est elle-même un facteur «antithermoélectrique»; mais elle confère aux mesures un caractère particulier qu'il convient de faire ressortir; les indications que l'on relève ne se rapportent plus à des *points* de contact localisés, mais à l'*étendue entière* de l'anneau, elles conduisent à des valeurs *moyennes* tant sur l'*espace* que sur les *directions*. Or les anisotropies accidentelles sont la source de nombreuses divergences entre des mesures antérieures.

VI. *Autre représentation.* On a fait usage jusqu'ici de la représentation à l'aide du paramètre R, ce pour relier aux notions traditionnelles du magnétogalvanisme. L'auteur a proposé, il y a nombre d'années déjà, une description différente axée sur une grandeur γ, la «conductibilité magnétogalvanique transversale». Il ne s'agit pas seulement ici d'un choix purement formel, mais d'un changement de point de vue: au lieu de prendre l'intensité du courant I_x («primaire») comme facteur déterminant (variable indépendante, «cause»), on choisit pour ce rôle le champ électrique existant réellement à l'intérieur. On a établi les avantages théoriques de cette description et des expériences récentes montrent quel progrès de clarté elle implique. Or la méthode ici proposée donne directement cette grandeur $\vec{E}$ par la f. e. m. induite

$$\oint E\,dx = E \cdot \pi\,(y_e + y_i)$$

elle est ainsi spécialement adaptée à ce point de vue.

L'angle φ de rotation des surfaces équipotentielles (ou de E, ou de j) est souvent aussi bien commode.

Pour passer des formules de III à la nouvelle représentation, on se sert des relations:

$$\gamma_\perp = RH/\varrho^2 = \operatorname{tg}\varphi/\varrho \tag{5}$$

$$\int_\Delta \delta v_y\,dt = -\gamma_\perp\,\varrho^2\,\Delta\Phi/er_x = -\gamma_\perp\,\varrho\,(y_e - y_i)\,\Delta\Phi/\pi\,(y_e + y_i) \tag{6}$$

$$= -\gamma_y\,\varrho\,y_i^2(y_e - y_i)\,\Delta B/(y_e + y_i)$$

ou en tg φ

$$= -\varrho\operatorname{tg}\varphi\,\Delta\Phi/er_x = \operatorname{tg}\varphi\,y_i^2(y_e - y_i)\,\Delta B/(y_e + y_i)$$

expressions sur la base desquelles on discutera les conditions expérimentales favorables et calculera les paramètres numériques.

VII. *Basses températures.* Quelques particularités relevées plus haut peuvent être précieuses à des expériences nécessitant des bains de gaz liquéfiés. Ainsi de l'absence de courant primaire permanent et de ses conducteurs d'amenée: elle implique l'élimination d'une source principale de vaporisation des bains ainsi que des effets Peltier. Pour tirer parti de ces facilités dans le cas d'usage d'électro-aimants, on devra toutefois disposer de noyaux percés à axe vertical et remplacer ΔB par ΔH (voir sous IV.).

D'autre part, la faculté d'opérer à champ électrique inducteur invariable permet ici de compenser l'affaiblissement des effets (exprimés dans la symbolique traditionnelle) par l'élévation considérable des courants induits qu'entraîne l'abaissement bien connu de la résistivité dans les métaux purs.

Zur Frage der Existenz eines kurzlebigen A^{39}

von W. Häg (Basel).

Mit der Massenzahl 39 existieren Isotope der Elemente Cl, A, K und Ca. K^{39} ist stabil, Ca^{39} ein kurzlebiger Positronenstrahler. Cl^{39} wurde 1950 von Haslam u. a.[1]) nachgewiesen, es geht unter Elektronenemission mit 55,5 min Halbwertszeit in A^{39} über. Somit ist für dieses letztere Isotop nur noch ein Elektronenübergang zu K^{39} möglich. Haslam und Mitarbeiter schätzen die Lebensdauer des A^{39} grösser als 5 Jahre, da bei Cl^{39} kein langlebiges Folgeprodukt beobachtet werden konnte. Wir haben versucht, zunächst ohne Kenntnis der Arbeiten über Cl^{39}, durch (n, p)-Reaktion an Kalium ein A^{39} zu erhalten; wegweisend waren Ergebnisse von Pool[2]), wonach bei Bestrahlung von Kalium mit schnellen Neutronen eine 4 min-Aktivität entsteht, welche man einem Argon zuordnete. Wir bestrahlten in einem evakuierten Pyrexgefäss ca. 2 g destilliertes Kalium mit schnellen Neutronen der (Li + *d*)-Reaktion (900—1000 keV D-Energie), wobei dieses durch Erwärmen dauernd flüssig gehalten wurde. Nach Beendigung der Aktivierung wird das Pyrexrohr, das man bis zum Erstarren des Kaliums kräftig schüttelt, an ein Zählrohr angeschlossen und dessen Füllgas über das Kalium eingeleitet, wodurch ein Teil des gebildeten radioaktiven Argons in das Zählrohr gelangt. Nachdem das *K*-Gefäss wieder entfernt ist (Störaktivität des Glases, hauptsächlich Al^{28}), kann mit der Aktivitätsmessung begonnen werden, was bei einiger Übung 45 bis 60 sec nach Bestrahlungsende möglich ist. Verschiedene Kontrollmessungen dienten zur Feststellung der Brauchbarkeit des Trenn-

prozesses sowie allfälliger Störungen. So ergab sich, dass aus bestrahltem Pulver eines *K*-haltigen Glases keine Aktivität abgetrennt wird. Ebenso bleibt ein aktives Cl^{38}, welches durch (n, α)-Prozess aus K^{41} entstehen kann, im Kalium zurück. Auch Verunreinigungen durch an den Gefässwänden adsorbierte Gase liefern keine störende Aktivität [(n, 2n)-Reaktionen], wie Untersuchungen zeigten, wo an Stelle von Kalium N_2 und O_2 bestrahlt wurde.

Bei Kalium fand sich ausser der langlebigen Aktivität des A^{41} (K^{41}(n, p)A^{41}) eine kurzlebige Komponente, deren Halbwertszeit sich durch mehrere Messungen bei Betrahlung von 1 min Dauer zu 41 $\pm$ 1 sec ermitteln liess. Da die 110 min Aktivität des A^{41} sehr stark erscheint — die Anfangsaktivität ist bei 1 min Bestrahlung etwa $^1/_5$ der kurzlebigen —, erweist es sich als wesentlich, möglichst schnell nach Bestrahlungsende mit der Messung zu beginnen. Für die Halbwertszeit des A^{41} ergibt sich nach 60 min Bestrahlungsdauer 109,6 $\pm$ 0,4 min in guter Übereinstimmung mit dem Wert von BLEULER u. a.[3]).

Die beobachtete kurzlebige Aktivität liegt so nahe an der bekannten Lebensdauer von Ne^{23} (40,7 sec), dass die Vermutung sehr naheliegend ist, es handle sich hier um dieses durch Na(n,p) gebildete Isotop. Mit der Annahme eines ähnlichen Wirkungsquerschnittes für die (n, p)-Reaktionen mit schnellen Neutronen an K und Na sowie unter Zugrundelegung der gemessenen Anfangsaktivitäten, Halbwertszeiten und Isotopenhäufigkeiten genügt eine Verunreinigung des Kaliums durch einige Promille Natrium, um den gefundenen Effekt zu erklären. Tatsächlich ergab eine Analyse des verwendeten Kaliums mit dem Flammenspektrophotometer (Beckman Modell DU)*) einen Natriumgehalt von 2,9 Promille. Es erscheint daher sicher, dass die gefundene kurzlebige Komponente von Natriumverunreinigungen stammt. Mit der beschriebenen Methode ist neben dem 110 min Untergrund eine kurzlebige Komponente mit einer Halbwertszeit zwischen 1 min und 30 min noch nachweisbar, wenn deren Anfangsaktivität etwa $^1/_3$ der beobachteten beträgt. Man müsste daher ein A^{39} einer solchen Lebensdauer auffinden können, obwohl der K^{39}(n, p)A^{39} Wirkungsquerschnitt in diesem Falle nur $^1/_{1000}$ desjenigen der Reaktion K^{41}(n, p)A^{41} wäre. Eine solche Annahme widerspricht der heutigen Kenntnis von (n, p)-Querschnitten mit schnellen Neutronen.

Der Befund, wonach beim (n, p)-Prozess an K^{39} kein kurzlebiges A^{39} auftritt, steht im Widerspruch zu den Angaben von ZUCKER und WATSON[4]) sowie von HOFFMAN[5]), welche ein 160 sec A^{39} durch

*) Die Analyse wurde in freundlicher Weise von der CIBA AG. durchgeführt.

(d, p)-Reaktion an angereichertem A^{38} bzw. (γ, n)-Prozess an A^{40} erhalten hatten; er entspricht den Resultaten von BROSI u. a.[6]), die in einem Kernreaktor durch (n, p)-Umwandlung von Kalium ein Argon mit einer langen Lebensdauer (grösser als 15 Jahre) erzeugten, wobei ein erst-verbotener Betaübergang mit $\Delta J = 2$ nachgewiesen werden konnte. Aktivierungen von angereichertem A^{38} mit thermischen Neutronen des Reaktors in Fort Châtillon, wie sie von BERGSTRÖM und THULIN[7]) durchgeführt wurden, lieferten ebenfalls kein kurzlebiges A^{39}.

Literaturverzeichnis.

1) R. N. H. HASLAM, L. KATZ, H. J. MOODY a. H. M. SKARSGARD, Phys. Rev. **80**, 318 (1950).
2) POOL, CORK and THORNTON, Phys. Rev. **52**, 239 (1937).
3) E. BLEULER, W. BOLLMANN und W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **19**, 419 (1946).
4) A. ZUCKER and W. W. WATSON, Phys. Rev. **80**, 968 (1950).
5) M. HOFFMANN, Bull. Am. Phys. Soc. **26**, Nr. 3, 24, K6 (1951).
6) A. R. BROSI, H. ZELDES, B. H. KETELLE, Phys. Rev. **79**, 902 (1950).
7) Persönliche Mitteilung.

Die magnetischen Kernmomente von Arsen und Titan

von C. D. JEFFRIES, H. LÖLIGER und H. H. STAUB (Zürich).

Die magnetischen Kernmomente von Arsen und Titan wurden mit der Resonanzmethode in einem Kerninduktionsspektrometer[1]) gemessen. Natürliches Arsen ist 100% isotopenreines $_{33}As^{75}$. Sein Kernspin ist aus Hyperfeinstrukturmessungen[2]) und Absorption von Mikrowellen[3]) mit Sicherheit zu $I = {}^3/_2\,\hbar$ bekannt. Ausserdem ergaben die Hyperfeinstrukturmessungen einen ungefähren Wert des magnetischen Momentes von 1,4 Kernmagnetonen[4]). Da As^{75} und I^{127} die einzigen stabilen Isotopen sind, deren Momente in das „verbotene" Band innerhalb der Schmidtlinien[5]) fallen, erschien eine Messung des Arsenmomentes wünschenswert. Da As^{75} ein erhebliches elektrisches Quadrupolmoment[4]) besitzt, so wurde für die Messung eine elektrisch möglichst symmetrische Verbindung gewählt. Es eignen sich hierzu die Ionenkomplexe AsO_4^{---} und AsS_4^{---} die in wässeriger Lösung der betreffenden Arsensäuren bzw. deren Salze auftreten, wenn ein alkalischer p—H der Lösung von ca. 11 aufrecht erhalten wird. Mit solchen Lösungen wurden in der Tat sehr grosse Signale des As^{75} erhalten. Geringe Änderungen des p—H verhindern das Auftreten der Signale, da offenbar in der nicht dissoziierten Verbindung durch hohe elektrische Felder starke Quadrupolverbreiterung eintritt.

Das magnetische Kernmoment des As^{75} ergab sich aus diesen Messungen zu $\mu = +1{,}4350 \pm 0{,}0003$ Kernmagnetonen*). Dieser Wert fällt also ebenso wie derjenige des I^{127} in die verbotene Zone der Schmidtlinien.

Für die beiden Titanisotopen $_{22}Ti^{47}$ und $_{22}Ti^{49}$ beträgt die natürliche Häufigkeit 7,75 bzw. 5,51%. Nach dem Schalenmodell[6]) erwartet man bei beiden, dass sich das ungerade Neutron in einem F $^7/_2$ Zustand befindet. Das magnetische Moment sollte daher negativ und nach der empirischen Regel von Bloch etwa — 0,7 Magnetonen betragen. Aus Symmetriegründen wurden die Verbindungen $TiCl_4$, $TiBr_4$ und H_2TiF_6 gewählt. Es gelang ein ausreichendes Resonanzsignal bei verschiedenen Feldern mit diesen drei Substanzen zu erhalten. Während bei H_2TiF_6 das Signal einfach ist, zeigen die Signale von $TiCl_4$ und $TiBr_4$ eine Struktur. Übereinstimmend ergibt sich für das gyromagnetische Verhältnis $\gamma = 1507$ H/G, was unter der Annahme eines Spins von $I = {}^7/_2$ zu $\mu = -1{,}101$ führt. Das Vorzeichen des Momentes scheint negativ zu sein. Eine Messung des Spins ist zur Zeit im Gange. Um welches der beiden ungeraden Isotopen es sich handelt, konnte noch nicht festgestellt werden.

Literaturverzeichnis.

1) W. G. Proctor, Phys. Rev. **79**, 35 (1950).
2) S. Tolanski, Proc. Roy. Soc. A 137, 541 (1932); A. S. Rao, Z. f. Phys. **84**, 236 (1933); M. F. Crawford und A. M. Crocker, Nature **131**, 655 (1933).
3) Dailey, Rusinow, Spulman und Townes, Phys. Rev. **74**, 1245 (1948).
4) Siehe J. E. Mack, Rev. mod. Phys. **22**, 64 (1950).
5) F. Bloch, Phys. Rev. **83**, 839 (1951).
6) Haxel, Jensen und Suess, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949); M. G. Mayer, Phys. Rev. **78**, 16 (1950).

*) Ohne diamagnetische Korrektur.

Während der Ausführung dieser Messungen erhielten wir die Nachricht, dass es kurz zuvor den Herren Weaver und Dharmatti in Stanford gelungen war, Resonanzsignale bei Arsen zu beobachten. Der Wert von μ stimmt mit dem unserigen vollständig überein.