Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 28 (1955)

Heft: V-VI

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 12.07.2025

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

Copyright 1955 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. – Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. – Tous droits réservés. – Printed in Switzerland.

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Porrentruy, am 24./25. September 1955
im Rahmen der 135. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft.

Präsident: Prof. Dr. J. Rossel (Neuchâtel)
(in Abwesenheit von Prof. Dr. W. Pauli).
Sekretär: Dr. K. P. Meyer (Basel).

Geschäftlicher Teil.

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: Frau M. Cilento-Biasutti (Corseaux/Vevey) und die Herren W. Baumgartner (Zürich), K. Dressler (Ottawa), K. Gsteiger (Zürich), F. Kneubühl (Zürich), R. Neil (Lausanne), H. Oeschger (Bern), R. P. Perret (Lausanne), C. von Planta (Basel), H. R. Pruppacher (Zürich), Ph. Rosselet (Lausanne), R. Rüetschi (Zürich), E. Walter (Münchenstein), M. Walter (Zürich), H. Winzeler (Bern).

Der Redaktor der Helvetica Physica Acta gedenkt der Verdienste des am 10. August 1955 verstorbenen Prof. August Hagenbach. Er war Ehrenmitglied unserer Gesellschaft, die er 1917 präsidierte. 1922–1932 vertrat er uns im Senat der S. N. G. Er gehörte zu den Gründern der Helvetica Physica Acta und präsidierte 1931–1946 die Redaktionskommission. Sein wissenschaftliches Lebenswerk fand seine Würdigung in dem ihm von Freunden und Schülern zum 70. Geburtstag gewidmeten Festheft der Helvetica Physica Acta (*14*, 493, 1941).

Die nächste Tagung wird am 5./6. Mai 1956 in Zofingen stattfinden.

Wissenschaftlicher Teil.

Beiträge aus dem Gebiete der angewandten Physik erscheinen in der „Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik (ZAMP)“.

Mechanismus der Vereisung unterkühlter Wassertropfen durch disperse Keimsubstanzen

von Hans R. Pruppacher und Raymond Sänger
(Physikalisches Institut der ETH., Zürich).

Eine Apparatur wurde entwickelt zum Studium der Temperaturbedingungen in einer Kühltruhe vor, während und nach einer Impfung von unterkühlten Wolken mit einem Messfehler von höchstens 1° C. Auf diese Weise war es möglich, die Temperatur, bei welcher der Gefrierprozess der unterkühlten Wolken eingeleitet wurde, zu bestimmen und ihre Abhängigkeit von der Natur der Impfsubstanzen zu ermitteln. Mit diesem Verfahren wurden mehr als 100 verschiedene Stoffe in Abhängigkeit ihrer kristallinen Eigenschaften untersucht und dabei kein direkter Zusammenhang weder mit den Kristallsystemen noch mit den geometrischen Anordnungen der kristallinen Bausteine gefunden. Hingegen konnte beobachtet werden, dass die Eiskeimfähigkeit der Stoffe in unmittelbarem Zusammenhang mit der Struktur der Oberfläche der Impfstoffe steht. Die Polarisierbarkeit der Atome spielt dabei eine massgebende Rolle. Genauere Angaben werden in der „ZAMP" IV, 1955, Fasc. 5 und 6 veröffentlicht.

Magnetische Suszeptibilität der intermetallischen Verbindung InSb

von R. Kern, F. Kneubühl und S. Yuan (ETH., Zürich).

Eine ausführliche Veröffentlichung erfolgt demnächst in den Helvetica Physica Acta.

Feld-Stabilisierung für niederohmige Elektromagnete

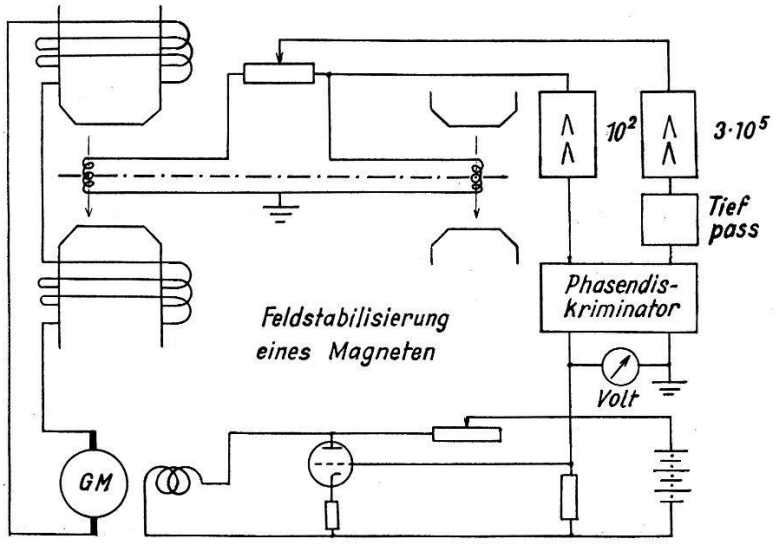
von F. Kneubühl und K. A. Müller (ETH., Zürich).

Zur Messung magnetischer Resonanzen in festen Körpern sind Magnetfelder nötig, die über längere Zeit auf $^1/_{10}{}^0/_{00}$ konstant gehalten werden. Wir versuchten diese Bedingung unter Verwendung eines niederohmigen Elektromagneten mit einfachen Mitteln zu erreichen.

Die Figur zeigt das Schema der Apparatur. Wir benützen einen Messgenerator nach Lamb und Retherford[1]). Das zu stabilisierende Magnetfeld erzeugt in einer kleinen rotierenden Spule eine niederfrequente Spannung. Auf derselben Achse befindet sich eine weitere Spule, die sich zwischen den Polen eines Permanentmagneten dreht und die Referenzspannung liefert. Vor dem Stabilisieren verdreht

[1]) Phys. Rev. **81**, 222 (1951).

man die zwei Spulen so, dass die beiden Spannungen in Gegenphase sind. Die dargestellte Kompensationsschaltung liefert eine Spannung, welche proportional der Abweichung des Magnetfeldes von dem am hochohmigen linearen Potentiometer eingestellten Wert ist. Diese ist entweder in Phase oder in Gegenphase mit der Referenzspannung, je nachdem das Magnetfeld grösser oder kleiner als der Sollwert ist. Zur Stabilisierung wird die Fehlerspannung entsprechend verstärkt auf den Phasendiskriminator gegeben, welcher diese in eine positive oder negative Gleichspannung verwandelt. Diese



Gleichspannung steuert eine oder mehrere Regelröhren im Erregerstromkreis. Die Verstärkung der Referenzspannung von ca. 2 Volt um einen Faktor 100 ist durch die Erfordernisse des Phasendiskriminators gegeben. Ein Tiefpassfilter unterdrückt alle Harmonischen der Fehlersspannung, welche durch die Inhomogenität der Felder der beiden Magneten erzeugt werden. Ein schwieriges Problem war die Rausch- und Störfreiheit der Kollektoren der rotierenden Achse; am besten eignete sich metallisierter Graphit, welcher auf Bronzelamellen aufgelötet wurde; die Übergangswiderstände betragen $^1/_{10}$ Ohm je cm² Fläche. Die Arbeitsfrequenz ist 43 Hz. Die Achse wird über eine Gummischnur von einem Synchronmotor angetrieben. Für die Stabilisierung haben wir die übliche Gleichung:

$$dH = dH_0 - AG\,dH \quad \text{oder} \quad dJ = dJ_0 - AG\,dJ,$$
$$S = dH_0/dH = dJ_0/dJ = 1 + AG,$$

H = Magnetfeld,
J = Strom des Elektromagneten,
dH_0, dJ_0 = Schwankung ohne Regelung,
dH, dJ = Schwankung mit Regelung,
A = Verstärkung der Fehlerspannung,
G = Gegenkopplungsfaktor,
S = Stabilisierungsfaktor.

Diese Gleichung ist für höhere Frequenzen der Schwankungen komplex. Das System Gleichstromaggregat-Magnet hat eine Zeitkonstante von einigen Sekunden. Da der Erregerstrom von Batterien geliefert wird, kann nur der Generatormotor Spannungsstösse vom Netz erhalten. Diese wirken sich in der oben angegebenen Zeit aus. Wir rechnen daher mit langsamen Schwankungen, also mit einer reellen Grösse von S. Allgemein nimmt man in der Regeltechnik $S_{max} = 300$ an. In unserem Fall ist $G = 10^{-3}$, d. h. mit einer Verstärkung von 10^5 erhalten wir einen Stabilisierungsfaktor von 100. Dieser Wert reicht aus, da die Schwankungen des nicht stark belasteten Generators kleiner als 10% sind.

Die Hauptvorteile der Apparatur sind folgende: Die Stabilisierung erfolgt durch das Feld selbst. Sie ist unabhängig von der Drehzahl der Messgeneratorenachse und damit von Netzschwankungen. Ferner besteht die Möglichkeit das Feld ohne Aufhebung der Stabilisation in einem Bereich von 10% zu variieren und dieses mit paramagnetischen Resonanzlinien absolut zu eichen. Die bisherigen Versuche mit der Apparatur haben die Erwartungen erfüllt.

Paramagnetische Resonanz von Mn^{+2} im kubischen ZnS bei tiefen Temperaturen

von K. A. Müller (ETH., Zürich).

Die paramagnetische Resonanz von zweiwertigem Mangan im kubischen ZnS wurde bei Zimmertemperatur, 90° K und 4,2° K, bei einer Wellenlänge von 3,2 cm gemessen. Die Proben sind teilweise durch Glühen über 1020° C. (hexagonale Phase) und anschliessendes Pressen mit 5 Tonnen pro cm^2 [1]), teilweise durch Glühen auf 920° C und 980° C hergestellt worden. Das Konzentrationsverhältnis f der Manganatome betrug 10^{-3} und 10^{-4}. Die Mn^{+2}-Ionen befinden sich in einem $^6S_{5/2}$-Zustand, und zwar zur Hauptsache als Konfiguration $(3s)^2\,(3d)^5$ mit einer kleinen Beimischung der Konfiguration $3s\,(3d)^5\,4s$ [2]), welche eine Hyperfeinaufspaltung der Resonanz ergibt[3]):

$$H = \frac{h\nu}{g\beta} - A\,m - \frac{A^2}{2}\frac{g\beta}{h\nu}\{I\,(I+1) - m^2 + m\,(2\,M-1)\} \qquad (1)$$

wobei die entsprechenden Grössen folgende Bedeutung haben:

I = Kernspin (für Mn: $I = 5/2$), m = Magnetische Kernquantenzahl, M = Magnetische Quantenzahl der $3d$-Elektronen, ν = Frequenz, β = Bohrsches Magneton.

Innerhalb der Fehlergrenze ist sowohl der g-Faktor als auch die Hyperfeinaufspaltungskonstante A unabhängig von der Temperatur. Der g-Faktor beträgt $2{,}001 \pm 0{,}002$ in Übereinstimmung mit den Messungen von SCHNEIDER und ENGLAND[4]). Dieser Wert ist sehr nahe demjenigen des freien Elektrons, da wir einen S-Zustand haben und das kristalline Feld des ZnS kubisch ist. Aus dem gleichen Grunde folgt die Temperaturunabhängigkeit. Die Hyperfeinaufspaltungskonstante hat einen Wert von 67 ± 1 Gauss. Durch die spezielle Art des Zustandekommens der Aufspaltung ist diese von der Umgebung des Ions nicht stark abhängig, z. B. findet man für Mn^{++} im Wasser $A = 95$ Gauss[5]) und im hexagonalen ZnS $A = 70$ Gauss[6]). Somit hat die temperaturbedingte Änderung des Kristallgitters keinen Einfluss auf A.

Die Linienbreite ist ebenfalls nicht von der Temperatur abhängig und damit nicht durch die Spin-Gitter Relaxationszeit gegeben. Die Breite bei halber Intensität beträgt 7,5 Gauss für $f = 10^{-3}$ und 5,5 Gauss für $f = 10^{-4}$ bei einem Fehler von 0,5 Gauss. Die beobachtete Form der Linien ist halb Gauss'scher, halb Lorentz'scher Art und setzt sich aus drei verschiedenen Anteilen zusammen:

Die Linienverbreiterung durch den Term zweiter Ordnung in Gleichung (1)

$$-\frac{A^2}{2}\frac{g\beta}{h\nu}\{m\,(2\,M-1)\}$$

ergibt eine von der magnetischen Kernquantenzahl und damit von der einzelnen Resonanzlinie abhängige Linienbreite von etwa 6 Gauss bei den Linien $M = \pm 5/2$. Beobachtet wird für diese zwei Linien eine um 1 Gauss breitere Linie als die 4 Linien $M = \pm 3/2, \pm 1/2$, welche alle gleich breit sind. Diese Linienverbreiterung scheint reell zu sein, aber entschieden kleiner als nach obiger Theorie.

Die zweite Ursache ist die Verbreiterung der Linien durch die Wechselwirkung der $3d$-Elektronen mit den Kernspins der Zn^{67}- und S^{33}-Isotopen der Umgebung. Diese ergibt eine Gaussform der Linie. Wenn man in die Formel[7]):

$$\langle \Delta H^2 \rangle = \frac{64}{27}\pi^2 \cdot \sum_i \mu_i \frac{I_i+1}{I_i}(\Psi_i)^4 \tag{2}$$

i: Gitterpunkte mit Zn und S

die Wellenfunktionen der Wasserstoffbahnen einsetzt und berücksichtigt, dass die Dielektrizitätskonstante des ZnS 8 ist, so erhält man eine Linienbreite von:

$$\Delta H_{1/2} = 2{,}35\,[\langle \Delta H^2 \rangle]^{1/2} = 2 \text{ Gauss}$$

Die dipolare Linienverbreiterung zwischen den Manganatomen ergibt für Konzentrationen von $f < 10^{-2}$ [8]) eine Lorentzform. Die Halbwertsbreite ist:

$$\Delta H_{1/2} = \frac{h}{g\beta}\left\{10{,}6 \cdot \frac{2 \cdot \sqrt{S(S+1)}}{\sqrt{3}} \cdot \alpha \cdot f\right\} \tag{3}$$

für $f = 10^{-3}$ ist $\Delta H_{1/2} = 5{,}6$ Gauss für $f = 10^{-4}$ ist $\Delta H_{1/2} = 0{,}6$ Gauss

$$\alpha = \frac{g\beta^2}{ha^3} \qquad a = \text{Gitterkonstante}$$

Bei der Probe von $f = 10^{-4}$ sind entweder die Manganatome nicht ganz homogen verteilt oder das Gitter hat Fehlstellen.

Ich danke Herrn Prof. Dr. G. Busch für seine mir in jeder Hinsicht gewährte Unterstützung, Herrn Dr. A. Mencher für seine Kritik, Herrn Ch. Enz für die wertvollen Diskussionen, Herrn Dr. Baumgartner für die zur Verfügungstellung des reinen ZnS-Pulvers und Herrn P. Debrunner für die Herstellung der Proben.

Literatur.

[1]) J. S. van Wieringen, Physica **19**, 397 (1953).
[2]) A. Abragam and M. H. L. Pryce, Proc. Roy. Soc. **A 205**, 135 (1951).
[3]) B. Bleany and D. J. E. Ingram, Proc. Roy. Soc. **A 205**, 336 (1951).
[4]) E. E. Schneider and T. S. England, Physica **17**, 221 (1951).
[5]) M. Tinkham, R. Weinstein, and A. F. Kip, Phys. Rev. **84**, 848 (1951).
[6]) W. D. Hershberger and H. N. Leifer, Phys. Rev. **88**, 714 (1952).
[7]) A. F. Kip, C. Kittel, R. A. Levy, and A. M. Portis, Phys. Rev. **91**, 1066 (1953).
[8]) C. Kittel and E. Abrahams, Phys. Rev. **90**, 238 (1953).

Eigen-Halleffekt von InSb

von G. Busch, R. Jaggi und R. Kern (ETH., Zürich).

Als Eigen-Halleffekt bezeichnen wir den Halleffekt, der in jedem stromdurchflossenen Leiter durch das Eigen-Magnetfeld des Stromes entsteht[1]). Nach dieser Methode haben wir p-Typ-InSb-Einkristalle mit einer Störstellenkonzentration von ca. $3 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} untersucht. Dabei betrugen die Eigen-Magnetfelder weniger als 1 Gauss. Zum Vergleich wurde der Halleffekt auch nach der konventionellen Methode in äusseren Magnetfeldern von 500 Gauss bis 10000 Gauss gemessen.

Oberhalb Zimmertemperatur, im Eigenleitungsgebiet sind die nach beiden Methoden bestimmten Hallkoeffizienten trotz der stark

[1]) G. Busch und R. Jaggi, ZAMP **4**, 425 (1953).

verschiedenen Feldstärken in weitgehender Übereinstimmung sowohl untereinander als auch mit der Literatur[2]). Bei der Temperatur der flüssigen Luft dagegen lieferte der Eigen-Halleffekt viel grössere Werte für den Hallkoeffizienten, als sich bei höheren Feldstärken nach der konventionellen Methode ergeben.

Für diese Erscheinung machen wir die *Feldstärkeabhängigkeit* des Hallkoeffizienten verantwortlich: er nimmt mit abnehmender Feldstärke zu, folglich sind in schwachen Feldern der Grössenordnung 1 Gauss und darunter hohe Werte zu erwarten.

Über den Zwischenzustand stromdurchflossener Supraleiter

von L. Rinderer
Institut für Kalorische Apparate und Kältetechnik (ETH., Zürich).

Eine theoretische Behandlung des supraleitenden Überganges in einem stromdurchflossenen Zylinder (Radius a) wurde von Langevin[1]) und F. London[2]) gegeben. Danach bildet sich beim Überschreiten des kritischen Stromes I_c ein von einem normalleitenden Mantel umgebener Zwischenzustandskern aus von der Grösse

$$b = a\left(I/I_c - \sqrt{(I/I_c)^2 - 1}\right) \quad \text{für} \quad I \geqslant I_c$$

Der nach diesem Modell zu erwartende Widerstandsverlauf in Abhängigkeit vom Belastungsstrom wurde jedoch durch Messungen von Alexeevsky[3]) und Scott[4]) nur qualitativ bestätigt. Es wurden deshalb Messungen im Querfeld ausgeführt, die eine direkte Bestimmung der Grösse des Zwischenzustandkernes zulassen. Legt man nämlich unterhalb der Sprungtemperatur an einen Zylinder mit überkritischem Strom ein transversales Aussenfeld H_t an, so wird dieser Kern, wie man mit einer einfachen Überlegung zeigen kann, um $d = H_t/2\,\pi \mathrm{j}$ seitlich verschoben (j = Stromdichte im normalleitenden Mantel). Man kann nun erwarten, dass der Widerstand über der Probe bei konstantem Strom $I > I_c$ und wachsendem Aussenfeld solange konstant bleibt, solange der Kern die äussere Oberfläche nicht berührt und durch diese deformiert wird. Wie bereits früher gezeigt[5]) kann man nun in einem $I - H_t$-Diagramm eine theoretische Grenzlinie für dieses Gebiet konstanten Widerstandes ableiten. Die experimentellen Grenzwerte für H_t liegen

---

[2]) H. Weiss, Z. Naturf. **8a**, 463 (1953); O. Madelung, H. Weiss, Z. Naturf. **9a**, 527 (1954); T. C. Harman, R. K. Willardson, A. C. Beer, Phys. Rev. **95**, 699 (1954).

allerdings etwas niederer und ergeben einen etwas grösseren Kerndurchmesser als nach der Theorie erwartet.

Tabelle 1.

Polykristalliner Zinndraht, 0,75 mm Durchmesser 3,5° K

I/I_c	(b/a) theoretisch	(b/a) exper.
1,0	1,0	—
1,08	0,65	0,67
1,17	0,55	0,60
1,44	0,41	0,49
1,80	0,30	0,38

In Tabelle 1 werden einige experimentelle und theoretische Werte miteinander verglichen. Die relativ gute Übereinstimmung scheint die Richtigkeit des Langevin-Londonschen Zwischenzustandmodelles mehr als nur qualitativ zu bestätigen.

Literatur.

[1]) P. Langevin, private Mitteilung an F. B. Silsbee, in: F. B. Silsbee, Bull. Bur. Stand. **14**, 301 (1918).
[2]) F. London, Superfluids **1**, 120 (1950).
[3]) N. E. Alexeevsky, J. Exper. Theor. Phys. USSR. **8**, 342 (1938).
[4]) R. B. Scott, J. Res. Nat. Bur. Stand. **41**, 581 (1948).
[5]) L. Rinderer, Z. Naturf. **10**a, 174 (1955).

Analyse spectrale de la densité de scintillation des diodes au germanium aux basses fréquences

par J. P. Borel, C. Manus et R. Mercier.
Laboratoire de Physique Technique (EPUL, Lausanne).

Introduction.

De nombreux chercheurs ont étudié le bruit de fond des semiconducteurs[1][2][3][4]. Il ne semble pas qu'il y ait toujours un accord parfait entre les résultats obtenus dans différents laboratoires.

On admet généralement que la densité spectrale de bruit obéit sensiblement à une loi du type $\overline{e_\nu^2} = K\, I_0^2/\nu = f(I_0)\cdot g(\nu)$, où $\overline{e_\nu^2}$ est la valeur quadratique moyenne de la f. é. m. de bruit ramenée à 1 c./sec. de bande passante, I_0 est le courant continu et ν la fréquence.

Récemment, N. Nifontoff[3]) a montré qu'il existe des écarts à cette loi dans le cas des diodes à pointes et à jonctions. La présente

note a pour but d'exposer quelques résultats qui ont été obtenus en très basses fréquences. Il est montré que la densité spectrale de bruit ne peut plus être mise sous la forme d'un produit d'une fonction de I_0 par une fonction de ν.

Description des appareils.

Deux types d'appareils ont été utilisés. Nous ne reviendrons pas sur le premier, qui a été décrit ailleurs[5]). Il nous a servi à déterminer les niveaux de bruit à 10 Kc et 1 Kc. Les valeurs quadratiques moyennes de bruit à 16,6 et 167 c/sec ont été mesurées au moyen d'un appareillage d'un type différent. Il s'agit d'un filtre électronique, du type «twin T network[6])» dont la fréquence de sortie est réglable d'une façon continue de 17 c à 1700 c/sec. Les performances de niveau de bruit propre et de bande passante permettent une bonne précision dans la mesure de la densité spectrale aux basses fréquences.

Etalonnage du bruit.

Différents générateurs de bruit de types différents ont été étudiés. Le choix s'est porté sur un générateur utilisant le bruit d'agitation thermique d'une résistance. L'amplification de l'étalon de bruit a été étudiée en sorte que le «flicker-effect» du 1er étage n'apporte pas de contribution gênante; en d'autres termes que le spectre du générateur soit blanc, même aux plus basses fréquences. La stabilité de l'installation, soigneusement protégée des vibrations de façon à éviter tous les effets microphoniques perturbateurs, était contrôlée avant et après chaque mesure au moyen du générateur de bruit. Les dérives, au bout de quelques heures de mesures, ne dépassèrent jamais quelques pour cent. L'analyseur est alimenté sur pile dans les premiers étages, et sur stabilisateur dans les derniers.

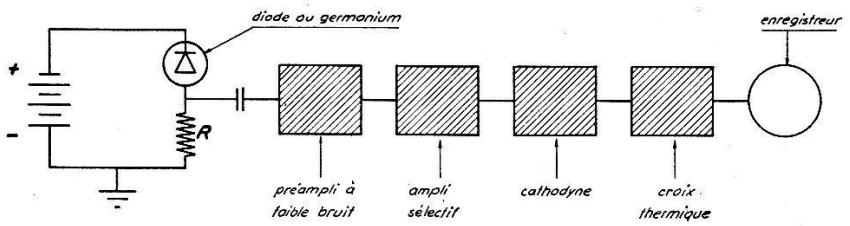


Fig. 1.
Schéma de l'installation de mesure de bruit.

Détection et enregistrement du bruit.

La valeur quadratique moyenne du bruit est détectée par la mesure de la tension de bruit v^2 aux bornes de la résistance R, de valeur nettement inférieure à la résistance dynamique (p) de la

diode. On en déduit la valeur quadratique du bruit par l'expression $\bar{i}^2 = \bar{v}^2/R^2$. La f. é. m. de bruit peut être calculée par

$$\bar{e}^2 = p^2_{(I_0)} \cdot \bar{v}^2/R^2.$$

Le bruit, après une forte amplification, attaque une croix thermique donnant ainsi sur l'enregistreur une déviation directement proportionnelle à la valeur quadratique moyenne du courant de scintillation dans la diode. Aux faibles fréquences où la dispersion est plus importante, il est indispensable d'enregistrer pendant un temps suffisamment long de façon à s'assurer que le phénomène aléatoire étudié est stationnaire. Reste ensuite à prendre la valeur moyenne des points obtenus par marquage sur l'enregistrement.

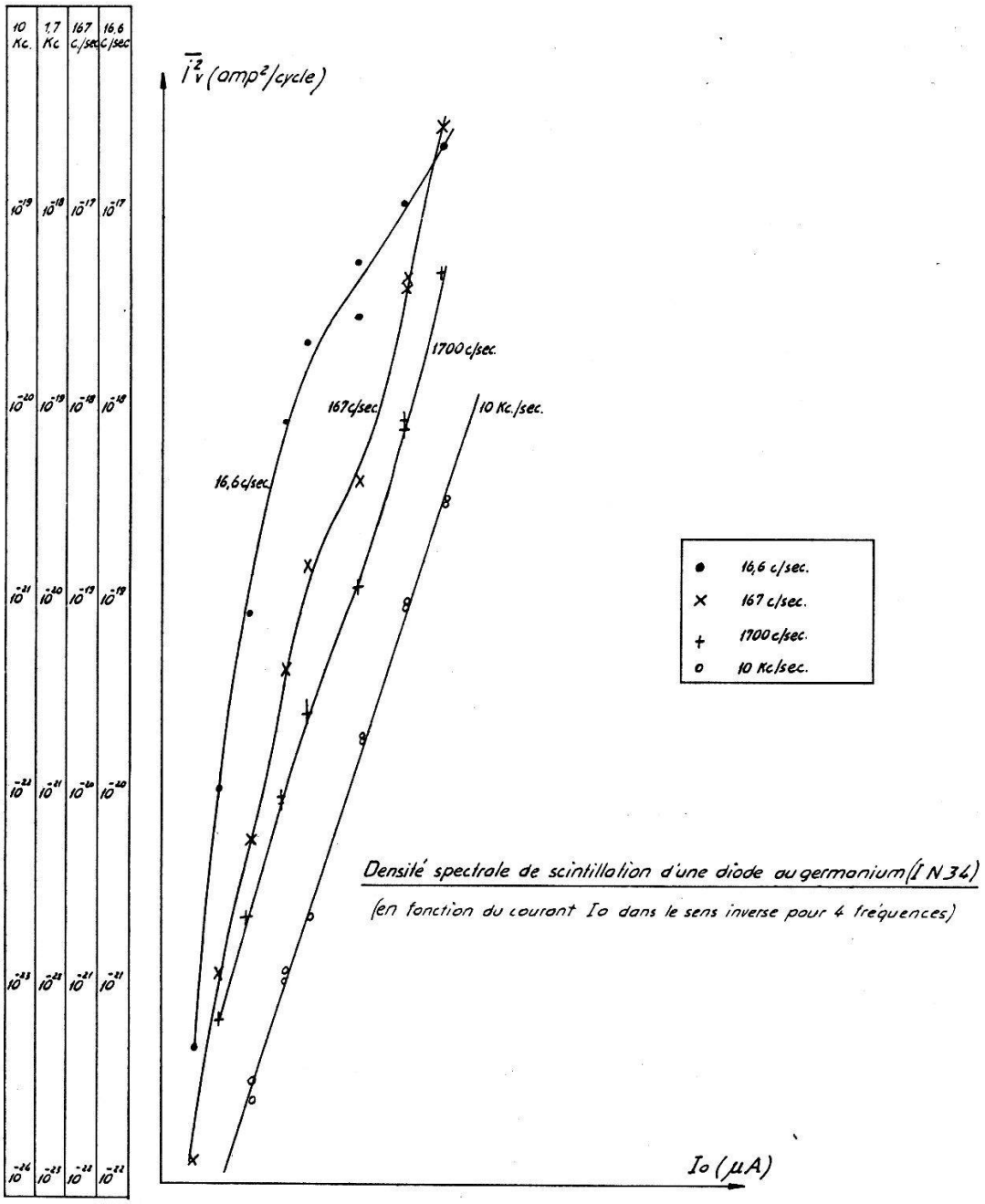


Fig. 2.

Etude des résultats.

En se reportant à la fig. 2 ci-dessus, nous constatons qu'à une fréquence de 10 Kc/sec la loi reliant $\bar{i}_\nu^2$ et I_0 (courant inverse dans la diode) est linéaire sur la représentation bilogarithmique. On en déduit par la valeur de la pente de cette droite que

$$\bar{i}_\nu^2 \div I_0^n \quad \text{avec} \quad n = 3\,.$$

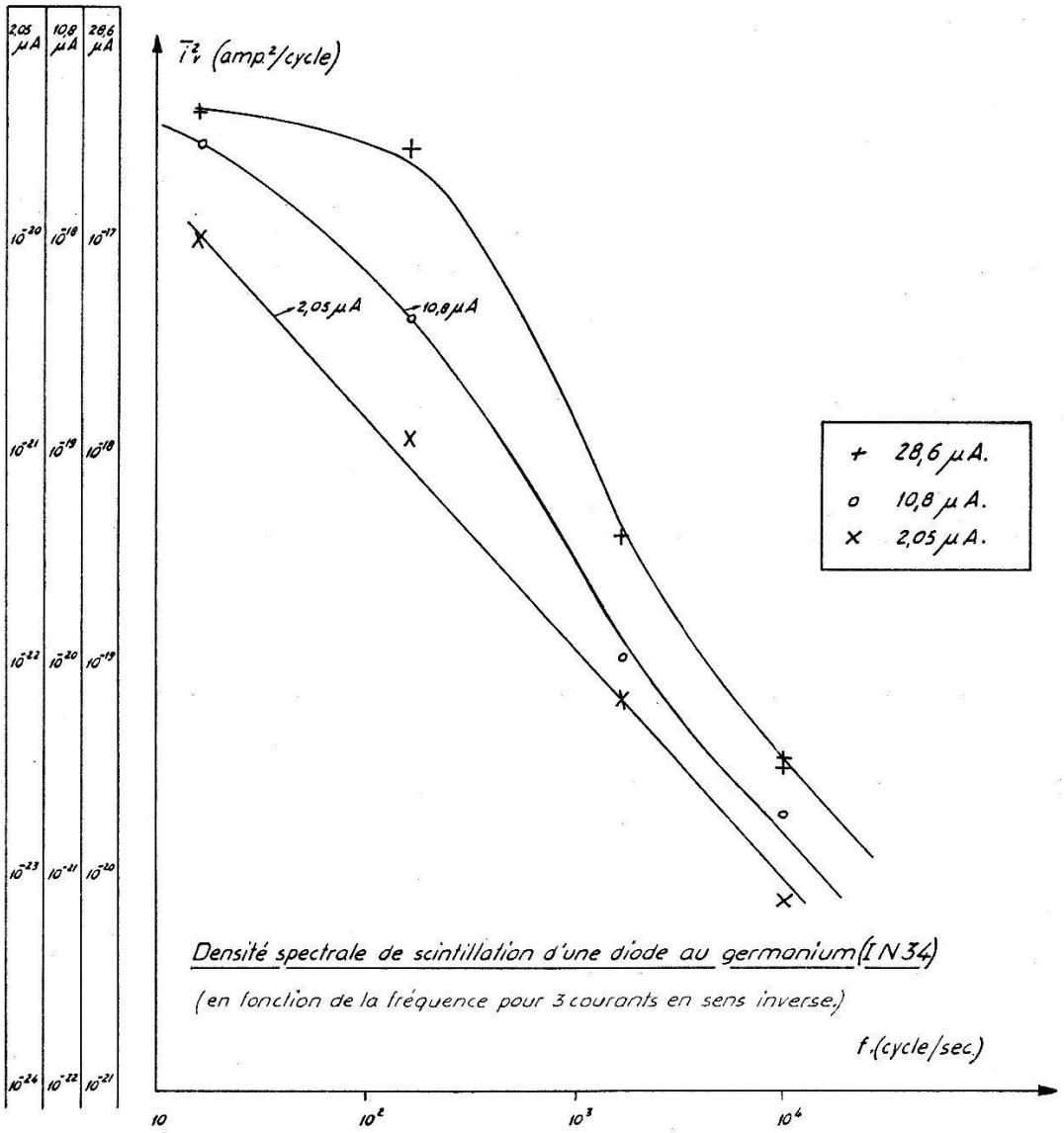


Fig. 3.

A la fréquence inférieure de 1700 c/sec, nous notons une légère déformation de la courbe accompagnée d'une faible augmentation de la pente vers les petits courants.

A 167 c/sec, la déformation est plus nette et, point important, la pente augmente nettement. Ces caractères se reproduisent d'une façon encore plus marquée à la plus faible fréquence étudiée,

16 c/sec. A cette même fréquence: $\bar{i}_\nu^2 \div I_0^n$ avec $n \cong 7$. Si nous examinons les courbes de la fig. 3 déduites de la fig. 2, nous voyons que l'allure du spectre de bruit dépend du courant I_0.

En conclusion: 1° Les courbes de densité spectrale ne sont pas affines, il n'est donc plus licite dans le domaine des basses fréquences de poser à la base des considérations théoriques qui régissent les lois de la scintillation, l'expression généralement admise pour les hautes fréquences $\bar{i}_\nu^2 = \varrho(I_0) \cdot g(\nu)$.

2° La pente à l'origine, voir fig. 2, dépend fortement de la fréquence.

Cette étude préliminaire est poursuivie sur d'autres types de diodes, telles que les diodes à jonctions. Une interprétation théorique sera proposée à la lumière de résultats plus étendus.

Références.

1) A. von der Ziel, Physica **16**, 359 (1950).
2) P. H. Miller, Electr. Eng., U.S.A. **68**, 688 (1949).
3) N. Nifontoff, Thèse, Université d'Alger (1955).
4) A. von der Ziel, Noise, Prentice-Hall Inc., New-York 1954.
5) Vacuum Tube Amplifiers M.I.T. **18**, 385.
6) C. Manus, J. P. Borel et R. Mercier, Helv. Phys. Acta **27**, 497 (1954).

Das Verhalten von γ-Rückstossatomen in festen Stoffen

von W. Buser und P. Graf

(Universität Bern, Institut für anorganische, analytische u. physikalische Chemie)

Das Verhalten von Rückstossatomen bei (n, γ)-Prozessen mit thermischen Neutronen ist im Zusammenhang mit dem Szilard-Chalmers-Effekt viel untersucht worden; vor allem an organischen Verbindungen, an Komplexen oder löslichen anorganischen Salzen. Zur Erzielung hoher Anreicherungseffekte wären eigentlich schwerlösliche disperse Stoffe recht günstig. Leider sind jedoch die Ausbeuten – im Gegensatz zu denjenigen bei (n, p)-[1]) und (γ, p)-Prozessen[2]) – gering, wegen der relativ kleinen Energie der γ-Rückstossatome. Sie liegen meist in der Grössenordnung von wenigen Prozenten und darunter.

Da bis jetzt über die Beziehungen zwischen der Ausbeute und den energetischen Verhältnissen in schwerlöslichen Festkörpern nicht viel bekannt ist, wurden einige Experimente mit gut definierten Metalloxydpräparaten durchgeführt[3]). Dazu wurden die in Tabelle 1 aufgeführten Oxyde der Bestrahlung mit langsamen Neu-

tronen ausgesetzt. Die bestrahlten Präparate wurden in der entsprechenden Salzlösung aufgeschlämmt und 2 Stunden gut umgerührt. Nach Filtration wurde anhand der Radioaktivität im Festkörper und in Lösung die Ausbeute ermittelt. Besondere Sorgfalt

Tabelle 1.
Zusammenhang der Ausbeute an Rückstossatomen mit Rückstossenergie und Gitterenergie.

Substanz	E_G [a] (eV)	Rückstossatome	ν_γ [b]	$\overline{E}_R$ [d] (eV)	$\overline{E}_R/E_G$ [e]	Ausbeute [f]	Mittl. [g] Reichweite Å
MnO	31	^{56}Mn	2,6	75	240	260	19
β-MnO_2	126	^{56}Mn	2,6	75	60	70	5
CoO	36	^{60}Co	(2,6)[c]	(76)	210	160	11
ZnO	34	^{65}Zn	(1,7)[c]	(179)	520	445	24

[a]) Gitterenergie berechnet für 25° aus thermodynamischen Werten aus Cir. 500, Natl. Bur. Standards (1952) und aus LANDOLT-BÖRNSTEIN I, 1. Teil, 211 (1950).
[b]) Mittlere Zahl der emittierten γ-Quanten nach C. D. MUELHAUSE, Phys. Rev. **79**, 277 (1950).
[c]) Interpolierte Werte nach MUELHAUSE[b]).
[d]) Mittlere Rückstossenergie berechnet aus den ν_γ-Werten[b]) und den Reaktionsenergien nach D. M. VAN PATTER und W. WHALING, Rev. Mod. Physics **26**, 402 (1954).
[e]) Verhältnis von Rückstossenergie zu Gitterenergie in %.
[f]) Ausbeute an Rückstossatomen in % des Aktivitätanteils in der Phasengrenze (äusserste Netzebene). Der Aktivitätsanteil der äussersten Netzebene wurde für homogene Verteilung der Aktivität im Festkörper aus den nach der Gasadsorptionsmethode von Brunauer-Emmett-Teller gemessenen Oberflächenwerten erhalten. Die Werte für die Ausbeute sind für den Anteil der Isotopenaustauschreaktion korrigiert.
[g]) Berechnet nach S. FLÜGGE und K. E. ZIMEN, Z. physik. Chem. [B] **42**, 179 (1939).

wurde auf die Präparation der Oxyde verwendet. Bei den zwei kubisch kristallisierenden Oxyden MnO und CuO wurden Produkte herangezogen, bei denen die Würfelflächen dominierten. Beim tetragonalen β-MnO_2 und beim hexagonalen ZnO wurden nadelige Produkte benützt, bei denen die Prismenflächen dominierten. Parallel zu der Bestimmung der Ausbeute an Rückstossatomen wurden, unter vergleichbaren Bedingungen, die Isotopenaustauschreaktionen dieser Substanzen in einer radioaktiv markierten Lösung des entsprechenden zweiwertigen Metalls gemessen. Die Resultate sind in Tabelle 1 enthalten. Es sind Mittelwerte aus je 2 Einzelversuchen.

Aus der Tabelle lässt sich entnehmen, dass die Ausbeute parallel geht mit dem Verhältnis von Rückstossenergie zu Gitterenergie. Ein Vergleich der zwei Oxyde des Mangans zeigt, dass bei gleicher

Rückstossenergie die Ausbeute umgekehrt proportional der Gitterenergie ist. Während beim MnO eine starke Anreicherung von Rückstossatomen in der Phasengrenze stattfindet, ist das beim β-MnO_2, wegen seiner hohen Gitterenergie, nicht der Fall. Ein Vergleich von CoO und ZnO lässt den Einfluss der Rückstossenergie deutlich werden. Die Gitterenergien sind ungefähr gleich gross, und die Ausbeuten sind den Rückstossenergien proportional.

Wie aus diesen Messungen hervorgeht, sind zur Erzielung hoher Ausbeuten zweidimensionale Kristalle erwünscht. Solche liegen z. B. im δ-MnO_2 vor, das eine ziemlich regellose Anhäufung zweidimensionaler MnO_2-Schichten darstellt[4]). Solches Material ist aber sehr reaktionsfähig und wenig stabil. Günstiger sind Kristalle mit strukturbedingten Fehlordnungserscheinungen[5]), wo regelmässig gut geordnete und ungeordnete Gitterbezirke abwechseln. Die Ionen im geordneten Gitterbezirk, bzw. Hauptgitter, sitzen an festen Plätzen, während die Ionen im fehlgeordneten Bezirk, bzw. Zwischengitter, beweglich sind und innerhalb des Kristalls wandern können. Die Rückstossatome aus dem Hauptgitter sammeln sich bevorzugt im ungeordneten Zwischengitter an, von wo sie durch Aufschlämmen in Salzlösung herausgeholt werden können. Bei derartigen Verbindungen sind Ausbeuten bis zu 70% und hohe Anreicherungseffekte erreichbar[6]).

Literatur.

1) E. Beuler und W. Zünti, Helv. Phys. Acta **20**, 195 (1947); P. Jordan, Diss. ETH., Zürich (1951).
2) G. Poretti, W. Buser und H. U. Aegler, im Druck.
3) P. Graf, Dissertation Universität Bern, 1954.
4) W. Buser, P. Graf und W. Feitknecht, Helv. chim. Acta **37**, 2322 (1954); W. Buser und P. Graf, Helv. chim. Acta **38**, 810, 830, 1084 (1955).
5) W. Buser, Helv. chim. Acta **37**, 2334 (1954).
6) W. Buser, P. Graf und U. Imobersteg, Z. Elektrochem. **58**, 605 (1954).

Prinzip eines magnetischen Doppelfeldbetaspektrographen hoher Auflösung

von H. J. Leisi (Physikalisches Institut, ETH., Zürich).

Unter den hochauflösenden β-Spektroskopen ist der Halbkreisspektrograph das einzige Instrument, mit dem das Spektrum eines ganzen Energiebereiches gleichzeitig registriert werden kann. Wir haben uns die Aufgabe gestellt, eine Feldanordnung zu finden, mit der die Fokussierungseigenschaften des Halbkreisspektrographen

verbessert werden können, ohne die erwähnte Eigenschaft aufgeben zu müssen. Man überlegt sich leicht, dass bei folgender idealen Magnetfeldanordnung die Fokussierung monoenergetischer Elektronen vom Impuls unabhängig ist. Die Feldlinien seien im wesentlichen parallel. In der zu ihnen senkrechten Symmetrieebene ist die Feldstärke auf jedem Strahl durch die Quellenmitte konstant.

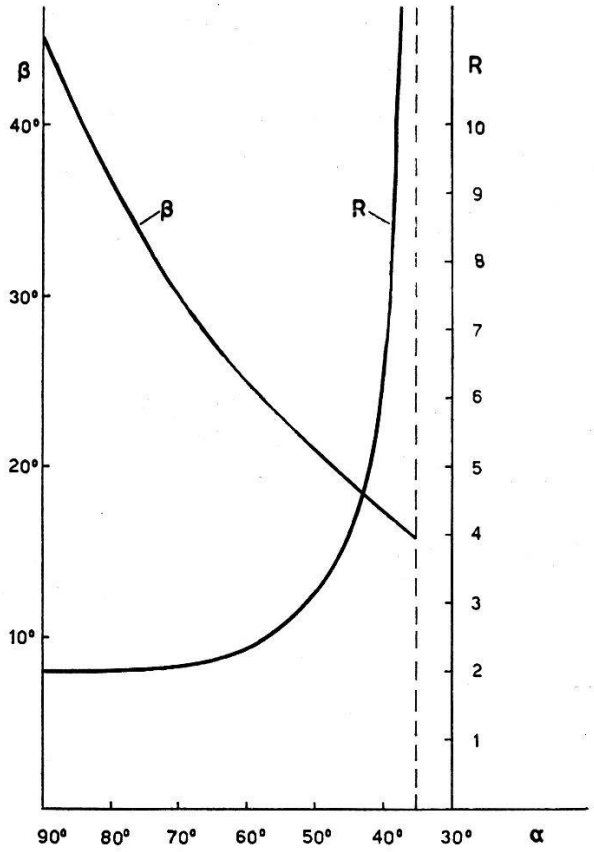


Fig. 1.

Bahnradien im zweiten Feldbereich und Neigungswinkel der Filmebene gegenüber der x-Achse für Fokussierung zweiter Ordnung in φ.

Gegenüber dem überall homogenen Feld des Halbkreisspektrographen besteht dann die nächstkompliziertere Feldanordnung aus zwei homogenen Feldern verschiedener Stärke, die durch einen Strahl durch den Quellpunkt gegeneinander abgegrenzt sind (vgl. Fig. 2). Auf diese Weise erhalten wir zwei neue Parameter, nämlich die Feldstärke im zweiten Bereich und den Winkel α zwischen dem Trennstrahl und der x-Achse. (Die Quellenmitte ist Ursprung eines Koordinatensystems in der Symmetrieebene; die y-Achse verläuft durch die Blendenmitte.) Durch geeignete Wahl dieser Parameter lassen sich die Fokussierungseigenschaften des Halbkreisspektrographen verbessern.

Wir betrachten zunächst die Strahlen in der Symmetrieebene, die von einer punktförmigen Quelle ausgehen. Die Bedingungen für Fokussierung zweiter Ordnung in φ lauten:

$$A^2 + B^2 + 4\cos^2\alpha\,(1-R) + 2\,(A\cos 2\alpha + B\sin 2\alpha)\,R - 4\cos\alpha\,(A\cos\alpha + B\sin\alpha) = 0$$
$$2\sin 2\alpha\,(1-R) + (A\sin 2\alpha - B\cos 2\alpha)\,R - 2\sin\alpha\,(A\cos\alpha + B\sin\alpha) = 0$$
$$4\cos 2\alpha\,(1-R) + (A\cos 2\alpha + B\sin 2\alpha)\,R - 2\cos\alpha\,(A\cos\alpha + B\sin\alpha) = 0$$

A, B sind die Koordinaten des Bildpunkts, R ist der Bahnradius im zweiten Feldbereich, alle Grössen sind gemessen in Einheiten des Bahnradius im ersten Feldbereich.

Das Gleichungssystem hat Lösungen mit positivem R für α zwischen 35,26° und 90° (siehe Fig. 1). α kann so gewählt werden, dass der Term im Auflösungsvermögen, der von der endlichen Breite der Quelle herrührt, minimal wird. Dies ist für die Lösung $\alpha = 35{,}265°$,

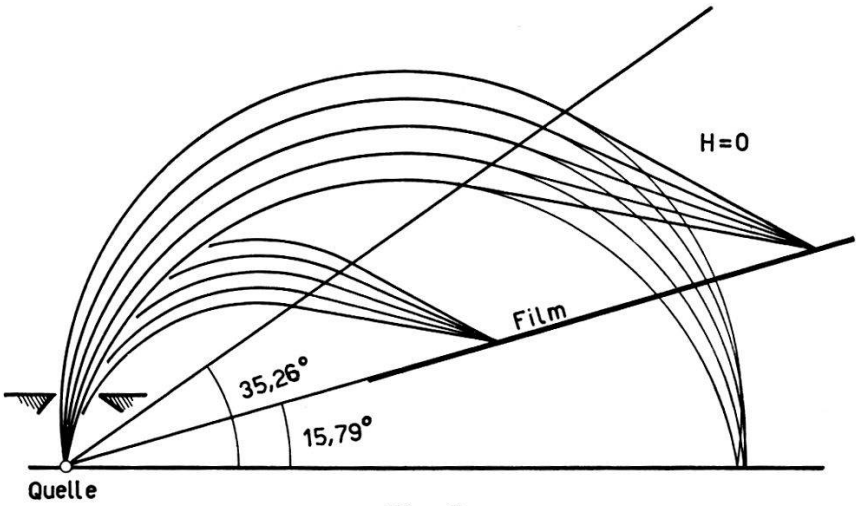


Fig. 2.
Fokussierung zweiter Ordnung in φ ($R = \infty$) für Elektronen verschiedener Energie. Schwach gezeichnete Bahnen: lineare Fokussierung des Halbkreisspektrographen.

$R = \infty$ ($H = 0$), $\beta = 15{,}794°$ der Fall (siehe Fig. 2). Für idealen Feldverlauf (Feldlinien parallel, sprunghafter Übergang beim Trennstrahl) berechnet sich das Basis-Auflösungsvermögen zu

$$A = 1{,}41\,\varphi^3 + 0{,}50\,\frac{s}{r_0} + 15{,}4\cdot 10^{-3}\,\frac{h^2}{r_0^2}$$

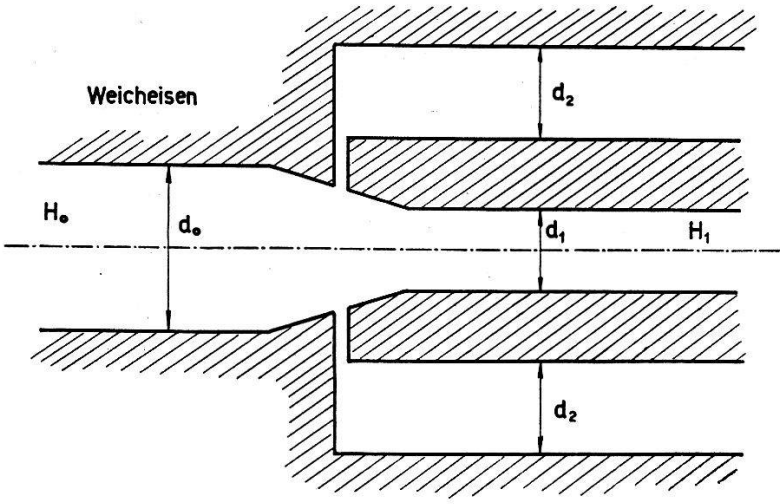
φ = Blendenöffnungswinkel, h = Quellhöhe, s = Quellbreite, r_0 = Bahnradius im ersten Feldbereich.

$$\left(\text{Halbkreisspektrograph: } A = 0{,}5\,\varphi^2 + 0{,}5\,\frac{s}{r} + 12{,}7\cdot 10^{-3}\,\frac{h^2}{r^2}\right).$$

Die Fokussierung in φ ist also um eine Grössenordnung verbessert worden, der s-Term ist beim Doppelfeldspektrographen mit $R = \infty$ für gleiche Bahnradien gleich wie beim Halbkreisspektrographen.

Der h-Term ist unwesentlich, da er in beiden Fällen durch eine geeignete Wölbung der Quelle in erster Näherung Null gemacht werden kann. Bei gleichen Blendenöffnungswinkeln und gleichen Quellhöhen gilt ferner für die Raumwinkel $\Omega_{\text{D.F.}} = 1{,}10 \cdot \Omega_{\text{H.K.}}$.

Der Übergang zwischen den Feldern kann natürlich nicht unstetig gestaltet werden. Fig. 3 zeigt eine mögliche Realisierung des Feldverlaufs. Die geeignete Form der Weicheisenkanten kann beispielsweise im elektrolytischen Trog ermittelt werden. Berechnungen



$$H_1 = \frac{d_0}{d_1 + 2d_2} \cdot H_0$$

Fig. 3.
Anordnung der Polplatten beim Übergang zwischen den beiden Feldern (schematisch).

zeigen, dass mit einer solchen Polplattenanordnung für die üblichen Grössen der Bahnradien die Fokussierungseigenschaften durch den stetigen Feldübergang nicht zerstört werden.

Diese Kombination zweier Felder ist die einfachste nicht triviale Anordnung, die der eingangs erwähnten Bedingung genügt. Es ist von Interesse noch ein drittes Feld einzuführen, wodurch wieder zwei zusätzliche Parameter gewonnen werden können. Grundsätzlich scheint es nämlich möglich neben der Richtungsfokussierung auch Fokussierung von Strahlen zu erreichen, die von verschiedenen Punkten einer Quelle endlicher Breite ausgehen, eine Eigenschaft, die bis jetzt noch kein β-Spektroskop aufweist.

Eine vollständige Diskussion der möglichen Lösungen bei Anordnungen von zwei und drei Feldern soll später erscheinen.

Herrn Prof. Dr. P. Scherrer möchte ich für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit danken.

---

*

Proportionalzählrohr zur Messung schwacher Aktivitäten weicher β-Strahlung

von F. G. Houtermans und H. Oeschger
(Physikalisches Institut der Universität Bern).

Das übliche Instrument zur Messung schwacher Aktivitäten weicher β-Strahlung, wie man es für Altersbestimmungen nach der Kohlenstoffmethode, für Tritiummessungen und zur Messung langlebiger β-Strahler verwendet, ist ein grosses Zählrohr, das die Probe enthält und umgeben ist von gewöhnlichen Geiger-Müller-Zählrohren, die in Antikoinzidenz mit dem inneren Zählrohr arbeiten. Als Abschirmung dienen 150–200 g/cm² schweren Materials, das möglichst rein von radioaktiven Verunreinigungen ist. Hauptsächlich verwendet man Eisen oder Blei und eine 3–5 cm dicke Quecksilberschicht, die direkt das innere Zählrohr umgibt.

Wie man mit einer kleinen Co^{60}- oder Ra-Quelle leicht zeigen kann, ist eine solche Anordnung nicht wirksam im Eliminieren von Compton- und Photoelektronen, die von γ-Strahlen aus der Wand des eigentlichen Zählrohres ausgelöst werden. Der Nulleffekt ist

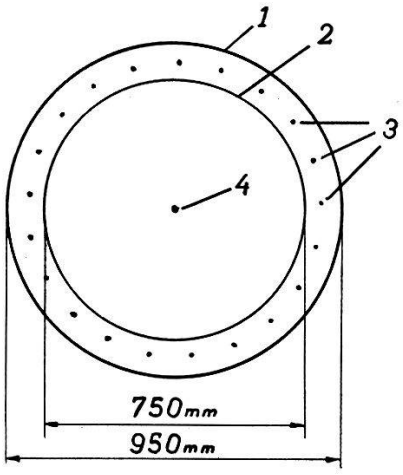


Fig. 1.

1 Zählrohrwand (rostfreier Stahl).
2 Polystyrolfolie, chem. versilbert, 6,9 mg/cm².
3 Anodendrähte der Antikoinzidenzanordnung (rostfreier Stahl, 50 $\mu\varnothing$).
4 Anodendraht des inneren Zählrohres (rostfreier Stahl, 50 $\mu\varnothing$).

auch sehr empfindlich gegen schwache radioaktive Verunreinigung des Wandmaterials des Zählrohres, da diese die Antikoinzidenzzählrohre nicht auslösen können.

Es wurde gefunden, dass diese Nachteile leicht herabgesetzt werden können, wenn man so wenig Material wie möglich zwischen dem inneren Zählrohr und der Antikoinzidenz verwendet. In Fig. 1 ist die verwendete Anordnung schematisch dargestellt.

Die Wand des inneren Zählrohres besteht aus einer Polystyrolfolie, die auf beiden Seiten chemisch versilbert ist und eine Dicke von 6,9 mg/cm² besitzt. Es ist umgeben von einem Kranz von 21 Drähten, die als Anode der Antikoinzidenzanordnung dienen. Die ganze Anordnung befindet sich in einem Zylinder aus rostfreiem Stahl. Das eigentliche Zählrohr ist in Verbindung mit dem Antikoinzidenzvolumen. Sowohl das innere Zählrohr wie die Antikoinzidenzanordnung wird im Proportionalbereich betrieben. Dadurch haben beide eine sehr kleine Totzeit und somit praktisch keine Verluste an Sperr- oder Zählimpulsen. Das Zählrohr wurde bisher zur Messung natürlicher C^{14}-Aktivitäten benützt. Es wird dabei mit Acethylen bei einem Druck von 710 mm Hg gefüllt.

Die Folie muss noch genügend dick sein, um zu verhindern, dass ein grösserer Prozentsatz der C^{14}-Elektronen vom inneren Volumen ins Antikoinzidenzvolumen gelangen kann und so verloren geht. Ihr Einfluss auf den restlichen Nulleffekt wird dadurch illustriert, dass der Zähleffekt einer Co^{60}-Quelle ausserhalb der Abschirmung durch die Antikoinzidenz auf ungefähr 20% reduziert wird, während die übliche Anordnung praktisch keine Reduktion erzielt. Durch diese Anordnung wird aber auch die Zahl der Impulse, die von β-Verunreinigungen des Zählrohrmaterials herrühren, herabgesetzt, denn nur weiche β-Strahlen aus der dünnen Folie können gezählt werden ohne die Antikoinzidenz auszulösen.

Tabelle 1.

Probe	Erwartetes Alter (Jahre)	Nettoeffekt (Imp./min)	Gemessenes Alter (Jahre)
Fichte (Leissigen, Kt. Bern)			
Jahrringe 1927		15,31 ± 0,15	
1900		15,45 ± 0,13	
Holz von Orgel (Guggisberg) . .	165	15,10 ± 0,11	
Pfahlbauten (Moossee, Kt. Bern)		10,52 ± 0,11	3100 ± 100
Holz von Vindonissa	1850–1940	12,15 ± 0,11	1930 ± 80

Bei einem effektiven Zählvolumen von 1,5 l hatte das Zählrohr einen Nulleffekt von 2,2 Imp./min und einen Nettoeffekt von 15,5 Imp./min für modernen Kohlenstoff. Die Abschirmung bestand nur aus Eisen; bisher wurde kein Quecksilber verwendet. Durch Diskriminieren gegen grosse Impulse wurde eine Reduktion des Nulleffektes von 2,8 auf 2,2 Imp./min erzielt. Einige vorläufige

Resultate von Messungen an Kohlenstoff verschiedenen Ursprungs sind in Tabelle 1 aufgeführt[1]).

Die ausführliche Arbeit wird in den Helvetica Physica Acta erscheinen.

Déviations de la loi d'additivité dans le freinage des particules α

par L. Chollet et J. Rossel (Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel).

1. Introduction.

Il est d'usage d'utiliser la règle de Bragg fondée sur l'hypothèse de l'additivité des pouvoirs de freinage atomiques (atomic stopping power) pour calculer celui d'une substance composée. Cette règle n'a pas jusqu'ici été justifiée avec une précision suffisante, en particulier dans le domaine des énergies inférieures à 5 MeV. La même règle est appliquée également au pouvoir d'arrêt (integral atomic stopping power) relatif à une substance de référence, l'air par exemple, et défini par $S = R_{\text{air}}/R$.

L'expression théorique du nombre de freinage (stopping number) $B = Z \log(2\, mv^2/I)$ – auquel la perte d'énergie dE/dx est proportionnelle – fait intervenir le potentiel d'ionisation moyen I, grandeur qui certainement est légèrement sensible à la liaison des atomes dans la molécule. De plus, pour les faibles énergies, la grandeur S dépend largement des phénomènes intervenant en fin de parcours (pour $E \lesssim 1$ MeV): effet «d'écran» des couches électroniques des atomes, capture et perte de charge par la particule.

On devrait donc s'attendre, plus particulièrement dans le cas des pouvoirs d'arrêt, à des déviations de la loi d'additivité dues aux liaisons chimiques.

Il paraît donc utile et intéressant d'examiner dans quelle mesure ces effets interviennent et s'il y a lieu d'en tenir compte dans la construction précise (erreur admise inférieure à 1 ou 2%) de la relation parcours-énergie d'un gaz à molécules complexes ou d'une émulsion nucléaire, à partir de la connaissance de cette relation pour les gaz simples.

---

[1]) Für die Beschaffung von Proben danken wir den Herren Prof. Bandi und Prof. Welten. Herrn Prof. Buser und Herrn Dr. Graf danken wir für die Konstruktion der Apparatur zur Acethylenherstellung.

Der Direktion der von Roll'schen Eisenwerke danken wir für die als Abschirmmaterial zur Verfügung gestellten 8 t Gusseisen, der Schweiz. Atomenergiekommission für die Unterstützung bei der Beschaffung eines Teils der Apparate.

L'étude du parcours des particules α de deux énergies différentes (5,3 et 3,0 MeV) dans les gaz de la série: air, O_2, H_2, CO_2 et CH_4 a donc été entreprise pour élucider ce point.

2. *Méthodes et dispositifs expérimentaux.*

Il est possible de mesurer le parcours moyen R_m à partir d'une source quasi ponctuelle de particules α, mais cela exige la connaissance de l'expression analytique pour le straggling. D'autre part le parcours extrapolé R_{ex} est difficilement mesurable avec une telle source par suite de la forme défavorable de la courbe $n = f(x)$ donnant le nombre de particules enregistrées en fonction de la distance x à la source. La méthode la plus exacte de détermination du pouvoir d'arrêt relatif S consiste à déterminer la courbe $n = f(x)$ pour un faisceau focalisé de particules α et d'en déduire le parcours extrapolé. Le segment terminal de courbe est en effet pratiquement linéaire sur une portion appréciable et fournit une valeur très précise et reproductible de R_{ex}.

Le dispositif utilisé est représenté schématiquement sur la fig. 1; il est suffisamment explicite par lui-même.

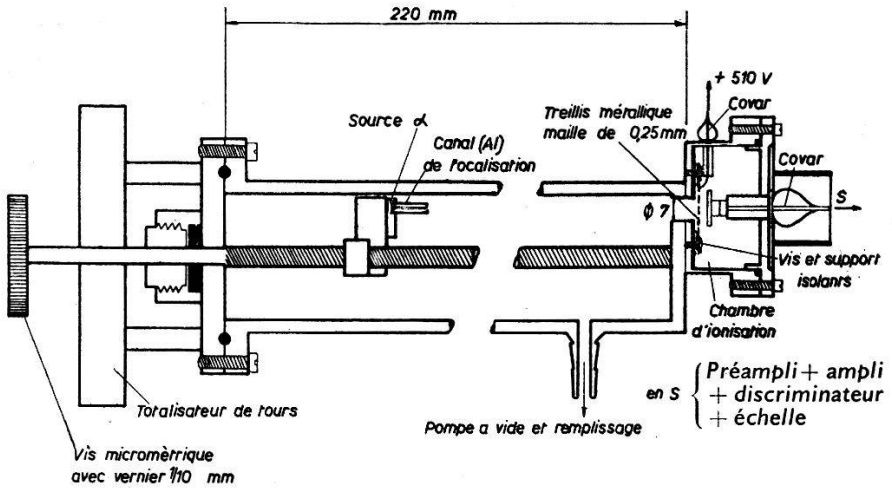


Fig. 1.

Les sources α obtenues par dépôt électrochimique de Po sur des feuilles d'Ag plongées dans une solution de RaD, étaient toutes intentionnellement faibles (environ 1 μC) et de préparation récente. On évite ainsi la self-absorption et la diffusion de Po dans le métal. En contre-partie il est nécessaire de choisir un canon d'assez grand diamètre pour obtenir un taux de comptage permettant une bonne statistique (10 α par seconde à saturation).

La valeur inférieure de l'énergie a été obtenue par freinage dans une feuille d'Al de 13 μ placée directement sur la source. Le parcours

moyen résiduel dans l'air standard trouvé égal à 17,2 mm correspond, à partir des courbes énergie-parcours de BETHE-ASHKIN[1]), à $E_\alpha =$ 3,04 MeV. Ce résultat est identique à 2% près environ à la valeur déduite de la courbe $dE/dx = f(E)$ pour les protons dans l'Al[1]). Nous avons renoncé à un affaiblissement plus grand de l'énergie, le straggling étant alors prohibitif pour une mesure de précision.

Le préampli à très faible souffle (1 tube Philips E80F suivi de 2 étages à pentodes et sortie à étage cathodique; amplification en tension de 20000 fois) permet aisément l'observation d'une charge voisine de 1000 électrons. Le niveau du discriminateur était réglé de façon à définir un seuil stable à $2 \cdot 10^{-16}$ COULOMB. Dans ces conditions, seule l'extrême fin du parcours se perd. D'après la courbe de HOLLOWAY et LIVINGSTON[2]) donnant l'ionisation en fonction du parcours résiduel de la particule α dans l'air, on peut déterminer le segment terminal perdu à 0,7 mm pour l'air standard (760 mm Hg, 15° C), soit environ le quart de la profondeur de la chambre d'ionisation (2,6 mm). Cette valeur représente 1,8% du parcours*):

La qualité de la focalisation a été contrôlée en explorant la densité du flux, transversalement au faisceau, au moyen d'un compteur à scintillations dont le cristal d'anthracène était muni d'une petite fenêtre de 2 mm de diamètre. Cette mesure permet de construire

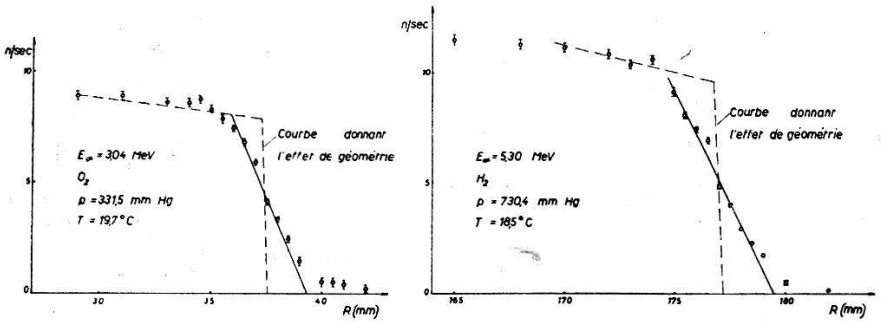


Fig. 2.

la courbe $n = g(x)$ donnant l'effet de géométrie seul (fig. 2). La différence entre cette courbe et la courbe expérimentale mesure l'influence du straggling.

3. *Résultats.*

Le parcours extrapolé a été déterminé pour chaque gaz à partir de 6 à 8 mesures indépendantes. L'erreur quadratique moyenne calculée sur cette base est inférieure à $3^0/_{00}$ dans presque tous les cas (exception CO_2: $6^0/_{00}$) et pour les deux énergies utilisées (tempé-

*) Des essais préliminaires de détection par compteur à scintillations avec cristal d'anthracène ou poudre fine de ZnS(Ag) n'ont pas permis d'atteindre une limite aussi favorable.

rature et pression étaient mesurées avec une erreur inférieure à 1‰)*). Par exemple, le parcours extrapolé dans l'air standard a été trouvé égal à 38,22 ± 0,05 mm. En tenant compte de la correction de 0,7 mm mentionnée plus haut, on obtient 38,9 mm soit à 5‰ près la valeur généralement admise R_{ex} = 38,70 mm basée sur *l'ionisation* et en concordance parfaite avec la valeur 38,97 mm indiquée comme extrapolation de la *courbe nombre-distance*[2]).

Les travaux d'ionisation des gaz utilisés diffèrent entre eux de ± 10%. La correction évaluée pour l'air, de + 1,8% sur le parcours, varie donc dans les mêmes limites. Elle n'apporterait aux valeurs relatives des parcours qu'une modification de 2‰ environ, que nous pouvons donc ignorer.

Les résultats obtenus pour les pouvoirs d'arrêt atomiques relatifs à l'air et définis ici par $S = (R_{air})_{ex}/R_{ex}$ sont donnés dans le tableau suivant:

Gaz	E = 5,30 MeV	E = 3,04 MeV
1/2 O_2	1,060 ± 0,004	1,035 ± 0,002
1/2 H_2	0,2238 ± 0,0004	0,2391 ± 0,0003
1/2 CO_2	1,488 ± 0,009	1,490 ± 0,003
1/2 CH_4	0,885 ± 0,002	0,927 ± 0,002
C**)	0,866 ± 0,010	0,904 ± 0,006

**) Valeur déduite par la règle de Bragg.

Le contrôle de la loi d'additivité peut se faire par les deux égalités qu'elle prédit:

$$S_{\frac{1}{2}CO_2} = \frac{1}{2}(S_c + 2\,S_{\frac{1}{2}O_2})$$
$$S_{\frac{1}{2}CH_4} = \frac{1}{2}(S_c + 4\,S_{\frac{1}{2}H_2})$$

En soustrayant membre à membre on élimine la grandeur inconnue S_c et on obtient, après introduction des valeurs mesurées, les bilans suivants:

E_α = 5,30 MeV
0,603 ± 0,009 ⟷ 0,612 ± 0,004

E_α = 3,04 MeV
0,563 ± 0,004 ⟷ 0,557 ± 0,002

Ces résultats permettent de conclure que les déviations à la règle de Bragg sont très petites, au maximum de l'ordre de 2%, même dans le domaine des énergies α faibles. Il paraît ainsi possible de construire, avec une bonne précision, par la loi d'additivité des pou-

*) Par précaution, les gaz utilisés ont été également purifiés avec soin par voie chimique ou par liquéfaction + distillation. Aucune différence n'a cependant été constatée dans les parcours mesurés.

voirs d'arrêt, les relations parcours-énergie dans les milieux complexes tels les émulsions nucléaires, même pour des énergies $E_\alpha \lesssim$ 3 MeV, ce qui pour les protons correspond à une énergie de l'ordre ou inférieure à 750 keV.

Ce travail a été partiellement financé par la C. S. A.

Bibliographie.

[1]) H. Bethe et J. Ashkin, Experimental Nuclear Physics, Wiley 1953.
[2]) Holloway et Livingston, Phys. Rev. **54**, 18 (1938).

Über die Niveauschemata der ungeraden Atomkerne

von K. Bleuler und Ch. Terreaux
(Theoretisch-physikalisches Seminar der Universität Zürich).

Es handelt sich um einen Vergleich der theoretisch aus dem Schalenmodell erhaltenen Niveauschemata für ungerade Atomkerne[1]) mit den entsprechenden experimentell gemessenen Niveaus. Wir werden bald darüber eine eingehende Arbeit veröffentlichen.

Die Konversionselektronenkorrelation von Hg^{197} und Ta^{181}

von F. Gimmi, E. Heer und P. Scherrer (ETH., Zürich).

Wir haben den Zerfall des Hg^{197} (Fig. 1) mit Hilfe der $e_K^- - \gamma$-Richtungskorrelation untersucht. Für die Koeffizienten der Winkelverteilung $W(\Theta) = 1 + G_2 A_2 b_2 P_2(\cos\Theta) + G_4 A_4 b_4 P_4(\cos\Theta)$ wurden folgende Werte gefunden:

$$G_2 A_2 b_2 = 0{,}102 \pm 0{,}005, \quad G_4 A_4 b_4 = 0{,}000 \pm 0{,}007$$

Zur Interpretation dieser Resultate wurden die Spinfolgen $13/2 \rightarrow$ (M4+E5) $\rightarrow 5/2 \rightarrow$ E2 $\rightarrow 1/2$ und $13/2 \rightarrow$ M4 $\rightarrow 5/2 \rightarrow$ (M1+E2) $\rightarrow 3/2$ in Betracht gezogen. Tabelle 1 zeigt, für welche Mischungsverhältnisse δ_1 und δ_2 in den gemischten Übergängen und für welche

Tabelle 1.

Spinfolge	$13/2 \xrightarrow[\text{E5}]{\text{M4}} 5/2 \xrightarrow[\text{E2}]{} 1/2$	$13/2 \xrightarrow{\text{M4}} 5/2 \xrightarrow[\text{E2}]{\text{M1}} 3/2$
Bereich für δ	$-1{,}1 \leqq \delta_1 \leqq 0$; $2{,}7 \leqq \delta_1 \leqq 4{,}2$	$0{,}35 \leqq \delta_2 \leqq 4{,}0$
Bereich für G_2	$0{,}43 \leqq G_2 \leqq 0{,}68$	$0{,}25 \leqq G_2 \leqq 1{,}0$

[1]) K. Bleuler und Ch. Terreaux, Helv. Phys. Acta **28**, 245 (1955).

Schwächungsfaktoren G_2 die Theorie mit dem Experiment übereinstimmt. Die Grösse δ^2 gibt das Intensitätsverhältnis von elektrischer zu magnetischer Strahlung eines Überganges an. Eine Schwächung der e^-–γ-Korrelation ist möglich durch Wechselwirkung der infolge der Konversion angeregten Elektronenhülle mit dem magnetischen Moment des Kerns.

Die Grenzen für δ und G_2 sind so ermittelt worden, dass der Term $G_2 A_2 b_2$ den gemessenen Wert 0,102 annimmt und $G_4 A_4 b_4$ zwischen die Grenzen $-0{,}01$ und $+0{,}01$ zu liegen kommt (mit der Annahme

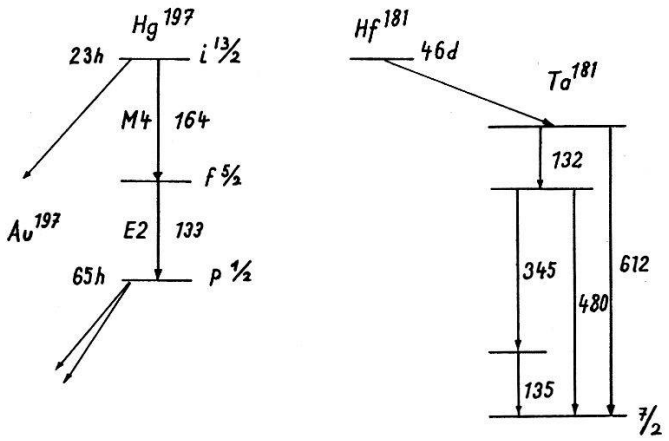


Fig. 1.

$G_4 = G_2$). Im allgemeinen werden die Grenzwerte von G_2 nicht an den Grenzen von δ erreicht.

Im Gegensatz zur ersten vermag die zweite Spinfolge die Messresultate auch ohne Schwächung zu erklären. Zu $G_2 = 1$ gehört ein Mischungsverhältnis von E 2 zu M 1 $\delta_2^2 = 0{,}12$. Messungen des K-Konversionskoeffizienten und des K/L-Verhältnisses[1]) zeigen jedoch, dass der 133 keV-Übergang ein E 2, mit Beimischung von höchstens einem Prozent M 1, ist. Dadurch wird der zweite Fall mit $I = 3/2$ im Grundzustand überhaupt völlig ausgeschlossen, da die möglichen Werte für δ_2 zu klein sind. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit dem Resultat einer Arbeit von Bitter et al.[2]), die den Spin des Grundzustandes zu 1/2 gemessen haben.

Für den verbleibenden ersten Fall lässt das Schalenmodell eine Beimischung von E 5 zu M 4 mit $\delta_1^2 > 0{,}1$ als sehr unwahrscheinlich erscheinen. Nach einer privaten Mitteilung von Frankel fordern auch die von ihm durchgeführten Messungen der Konversionskoeffizienten einen reinen M 4 oder höchstens einen kleinen Zusatz von E 5.

Wir glauben deshalb, dass die Zuordnung $13/2 \rightarrow (\mathrm{M}4+\mathrm{E}5) \rightarrow 5/2 \rightarrow \mathrm{E}2 \rightarrow 1/2$ mit $-0{,}3 \leqq \delta_1 \leqq 0$ und $0{,}4 \leqq G_2 \leqq 0{,}5$ sämtlichen

experimentellen Tatsachen gerecht wird und als die zutreffende bezeichnet werden kann. Eine Messung von COBURN und FRANKEL[3]) an der gleichen Kaskade ergab in Übereinstimmung mit unserm Resultat $G_2A_2b_2 = 0{,}11 \pm 0{,}02$. Der Term $G_4A_4b_4$ wurde von diesen Autoren nicht gemessen, weshalb dort keine eindeutige Aussage über das Zerfallsschema möglich ist.

Beim Ta^{181} (Fig. 1) sollen $\gamma - e_K^-$- und $e_K^- - \gamma$-Richtungskorrelationsmessungen an der 132 keV — 480 keV-Kaskade die Resultate der $\gamma - \gamma$-Experimente bestätigen. Zu den $\gamma - \gamma$-Messwerten $G_2A_2 = -0{,}276 \pm 0{,}005$, $G_4A_4 = -0{,}07 \pm 0{,}007$ passt die Zuordnung $1/2 \rightarrow E2 \rightarrow 5/2 \rightarrow (M1 + E2) \rightarrow 7/2$ mit einem $\delta_2 = +6{,}6$ und $G_2 = G_4 = 1$ sehr gut. Für die $e_K^- - \gamma$-Korrelation verlangt die Theorie mit der angegebenen Zuordnung ein $b_2(e^- - \gamma) = 1{,}80$. Der Messwert $b_2(e^- - \gamma) = 0{,}82 \pm 0{,}08$ stimmt damit überein, wenn wir wie beim Hg^{197} eine Schwächung durch die angeregte Hülle einführen. Der erforderliche Schwächungsfaktor $G_2 = 0{,}46$ wird dabei von der gleichen Grösse wie beim Hg^{197}.

Für $\gamma - e_K^-$ wurde ein $b_2(\gamma - e^-) = 0{,}05 \pm 0{,}07$ gemessen. Dieser Wert verlangt, wie übrigens auch die experimentellen Konversionskoeffizienten, nach einem kleineren Mischungsverhältnis von $\delta_2 \approx +3$. Eine kleine Beimischung von M 3 zu E 2 im ersten Übergang mit $\delta_1^2 = 2{,}5 \cdot 10^{-3}$ könnte die Diskrepanz beheben, indem unter Annahme einer schwachen Quadrupolwechselwirkung ($G_2 = 0{,}9$) die $\gamma - \gamma$-Resultate mit $\delta_2 \approx +3$ verträglich werden. Weitere Messungen werden den Fall genauer abklären.

Die Messungen der $e_K^- - \gamma$-Korrelation an Hg und Ta scheinen nun eindeutig das Vorhandensein einer magnetischen Schwächung durch die angeregte Hülle nachgewiesen zu haben. Man muss demzufolge bei der $e^- - \gamma$-Korrelation (und auch bei $\gamma - \gamma$-Kaskaden welchen ein K-Einfang vorangeht), bei $Z \approx 80$ und Lebensdauern $\tau \gtrsim 10^{-9}$ sec mit Schwächungsfaktoren der Grössenordnung 0,5 rechnen.

Eine ausführliche Arbeit über Konversionselektronenkorrelation erscheint später in den Helvetica Physica Acta.

Literatur.

1) J. W. MIHELICH and A. de SHALIT, Phys. Rev. **91**, 78 (1953).
2) F. BITTER, S. P. DAVIS, B. RICHTER, and J. E. R. YOUNG, Phys. Rev. **96**, 1531 (1954).
3) H. H. COBURN and S. FRANKEL, Phys. Rev. **99**, 671 (1955).

Eine Methode zur Analyse komplizierter Kernspektren mit Hilfe der Richtungskorrelation

von P. Debrunner, E. Heer und R. Rüetschi
(Physikalisches Institut der Eidg. Techn. Hochschule, Zürich).

Die *Richtungskorrelation sukzessiver Gammastrahlen* gestattet es bekanntlich, auf die Spins der beteiligten Kernniveaus und auf die Multipolordnungen der Strahlungen zu schliessen. Solche Messungen sind aber bei komplizierten Zerfallsschemata oft schwierig, weil einige der emittierten Gammastrahlen fast gleiche Energie besitzen und daher auch in einem guten Szintillationsspektrometer nicht getrennt werden können. Dies trifft z. B. für Ta^{181} zu, bei welchem

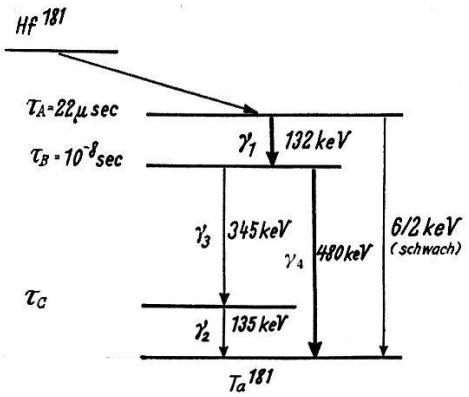


Fig. 1.
Zerfallsschema des Hf^{181}. (Betreffend Spinzuordnung und Multipolordnungen siehe [1] [2] [3] und [4]).

zwei Gammastrahlen mit Energien von 132 keV und 135 keV auftreten. (Siehe Fig. 1 und Fig. 2.)

Nur die Korrelation $W(\gamma_1 \gamma_4)$ der 132 keV – 480 keV-Kaskade kann direkt gemessen werden, nicht aber diejenige der 132 keV – 345 keV-Kaskade, $W(\gamma_1 \gamma_3)$, und der 345 keV – 135 keV-Kaskade, $W(\gamma_3 \gamma_2)$. Denn, stellt man den einen Kanal auf 132 keV, den andern auf 345 keV ein, so erhält man (nach einer Korrektur für den Beitrag von $W(\gamma_1 \gamma_4)$):

$$\begin{aligned} W(\Theta) &= \alpha \cdot W(\gamma_1 \gamma_3) \quad + \quad \beta \cdot W(\gamma_3 \gamma_2) \\ &= \alpha \cdot [1 + A_2(\gamma_1 \gamma_3) \cdot P_2(\cos \Theta) + A_4(\gamma_1 \gamma_3) \cdot P_4(\cos \Theta)] \\ &\quad + \beta \cdot [1 + A_2(\gamma_3 \gamma_2) \cdot P_2(\cos \Theta) + A_4(\gamma_3 \gamma_2) \cdot P_4(\cos \Theta)] \qquad (1) \end{aligned}$$

Gleichwohl ist es in speziellen Fällen möglich, die Korrelationsfunktionen $W(\gamma_1 \gamma_3)$ und $W(\gamma_3 \gamma_2)$ zu trennen. Es kommen vor allem folgende zwei Verfahren in Betracht:

a) Die *Methode der verzögerten Koinzidenzen* ist anwendbar, wenn die Zwischenniveaus verschiedene Lebensdauern besitzen ($\tau_B \gg \tau_C$ oder $\tau_C \gg \tau_B$), und wenn mindestens deren eine grösser als etwa 10^{-9} sec ist[4]).

b) Die *Schwächung der Richtungskorrelation durch Quadrupolwechselwirkung,* mit welcher in kristallinen Quellen gerechnet werden muss, sobald die Lebensdauer eines Niveaus mehr als etwa 10^{-9} sec beträgt, kann ebenfalls zum Ziele führen. Dieses Verfahren soll hier näher beschrieben werden unter Bezugnahme auf das Niveauschema der Fig. 1.

In einer flüssigen Quelle misst man zunächst die *ungestörte Richtungskorrelation* gemäss Formel (1). Sodann ermittelt man – ceteris paribus – die Winkelverteilung in einer kristallinen Quelle und erhält:

$$\overline{W}(\Theta) = \alpha \cdot \overline{W}(\gamma_1 \gamma_3) + \beta \cdot \overline{W}(\gamma_3 \gamma_2) \tag{2}$$

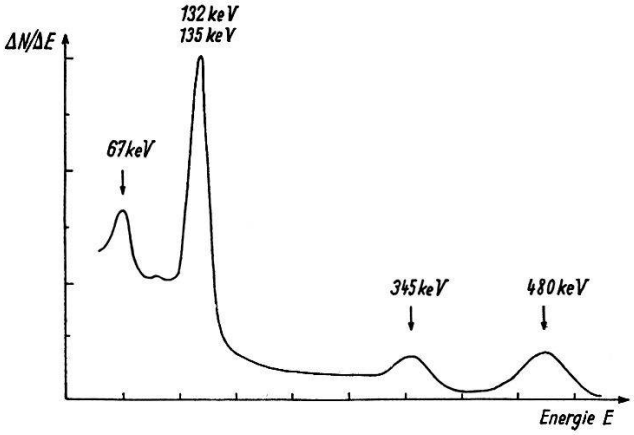


Fig. 2.
Szintillationsspektrum von $Hf^{181} - Ta^{181}$ mit Absorber 0,3 mm Sn + 0,1 mm Cu.

Unter der speziellen Annahme, dass im zweiten Niveau keine Schwächung der Richtungskorrelation vorliege (d. h. $\tau_C < 10^{-9}$ sec), erhält man mit $\overline{W}(\gamma_3 \gamma_2) = W(\gamma_3 \gamma_2)$:

$$\begin{aligned}(\overline{W}\,\Theta) = \\ &\alpha \cdot [1 + G_2 A_2 (\gamma_1 \gamma_3) \cdot P_2 (\cos \Theta) + G_4 A_4 (\gamma_1 \gamma_3) \cdot P_4 (\cos \Theta)] + \\ &\beta \cdot [1 + A_2 (\gamma_3 \gamma_2) \cdot P_2 (\cos \Theta) + A_4 (\gamma_3 \gamma_2) \cdot P_4 (\cos \Theta)]. \end{aligned} \tag{3}$$

Die „Schwächungsfaktoren" G_2 und G_4 lassen sich aus den Korrelationen $W(\gamma_1 \gamma_4)$ und $\overline{W}(\gamma_1 \gamma_4)$ bestimmen, während sich die Intensitätsfaktoren α und β aus der Messung der Einzelstosszahlen und mittleren Koinzidenzzahlen ergeben. Daher erhält man durch Kombination von (1) und (3) die gesuchten Korrelationen $W(\gamma_1 \gamma_3)$ und $W(\gamma_3 \gamma_2)$ einzeln.

Wir haben die Absicht, die hier skizzierte Methode am Zerfall des Hf^{181} zu erproben.

Literatur.

[1]) F. GIMMI, E. HEER und P. SCHERRER, siehe vorangehende Mitteilung.
[2]) E. HEER, R. RÜETSCHI und P. SCHERRER, Z. f. Naturforsch. **10a** im Druck (1955).
[3]) E. HEER, R. RÜETSCHI, F. GIMMI und W. KÜNDIG, Helv. Phys. Acta **28**, 336 (1955).
[4]) F. K. McGOWAN, Phys. Rev. **93**, 471 (1954).

Zum Zerfall von Hg^{195}, Hg^{194} und Hg^{193}

von J. BRUNNER, H. GUHL, J. HALTER und H. J. LEISI (ETH., Zürich).

Der Zerfall der Hg- und Au-Isotope 195 und 193 bildete den Gegenstand verschiedener früherer Untersuchungen[1])[2])[3]). Zur Fortsetzung dieser Messungen dienten Au-Präparate, welche im Cyclotron von HARWELL mit Protonen von 33 MeV und 55 MeV bestrahlt wurden, wobei durch (p, xn)-Prozesse vorwiegend die Isotope Hg^{195}, Hg^{194} und Hg^{193} entstehen. Zur Untersuchung der β-Aktivität standen ein Linsenspektrometer und ein Halbkreisspektrograph zur Verfügung, zu derjenigen der γ-Strahlung und von $\beta - \gamma$-Koinzidenzen eine aus der Verbindung des Linsenspektrometers mit einem 20-Kanal-Impuls-Analysator bestehende Koinzidenzanordnung[4]). Die Quellenherstellung erfolgte nach der üblichen Methode[5]). Mit einem Teil der Au-Target führte Herr M. POCHON von unserm Chemielaboratorium eine Pt-Au-Trennung durch, wofür wir ihm sehr zu Dank verpflichtet sind. In der Pt-Fraktion zeigte sich keine Aktivität, die deutlich dem zu erwartenden Elektroneneinfang $Pt^{193} - Ir^{193}$ zugeschrieben werden könnte. Dieser Übergang dürfte eine sehr lange Halbwertszeit besitzen.

Für die verschiedenen Isotope ergaben sich bisher folgende Resultate:

Au^{196}: In dem nach Abdampfen des Hg untersuchten Au-Targetmaterial findet sich ausser der bekannten 180-*d*-Aktivität von Au^{195} [6]) eine Aktivität mit einer Halbwertszeit von 6 Tagen. Die dabei auftretenden γ-Linien von 330 keV und 360 keV folgen einem Elektroneneinfang und sind miteinander in Koinzidenz. Das vorhandene kontinuierliche β^--Spektrum zeigt eindeutige Koinzidenz mit einer γ-Linie von 430 keV. Die Existenz weiterer Linien ist möglich. Diese Aktivität muss dem Zerfall von Au^{196} zugeordnet werden, das also auch durch die Reaktion Au^{197} (p, d) Au^{196} ent-

steht. Unsere Resultate bestätigen die Ergebnisse von STÄHELIN und PREISWERK[7]) und teilweise die von STEFFEN, HUBER und HUMBEL[8]).

Hg^{194}: In alten Hg^{193}-Quellen wurde eine sehr schwache Aktivität mit einer Halbwertszeit von $\sim$ 130 Tagen gefunden. Im Linsenspektrometer liessen sich K-Konversionslinien von 290 keV und 330 keV γ-Linien nachweisen, die nach den $\beta-\gamma$-Koinzidenzmessungen in Kaskade sind. Im Impulsanalysator fanden wir γ-Stösse bis ca. 2 MeV, während in den Konversionslinien der beiden erwähnten Übergänge Koinzidenzen im γ-Spektrum bis ca. 1,5 MeV auftraten. Diese gleichen Linien von 290 keV, 330 keV, 1,5 MeV und 2 MeV fanden STEFFEN et al.[8]) im Zerfall von Au^{194}, aber mit einer Halbwertszeit von 39 Stunden. Da bei den Au-Bestrahlungen mit 55 MeV-Protonen auch die bisher nicht gefundene Reaktion Au^{197} (p, 4 n)Hg^{194} zu erwarten ist, muss die Aktivität von $\sim$ 130 d dem Zerfall von Hg^{194} zugeschrieben werden, das vom Grundzustand durch Elektroneneinfang möglicherweise direkt in den Grundzustand von Au^{194} zerfällt, bei dessen Zerfall die im Pt konvertierten erwähnten γ-Linien auftreten.

Hg^{195}: In einer frühern Arbeit berichteten wir bereits ausführlich über den Zerfall von Hg^{195} [3]). Die Bestrahlungen in Harwell gestatteten nun die Herstellung viel stärkerer Quellen, so dass früher nicht sichtbare Linien gefunden werden konnten. Aus den Messungen im Halbkreisspektrographen ergeben sich neue im Au konvertierte Übergänge von 172 keV, 200,5 keV, 207 keV, 368 keV, 388 keV, 439 keV, 525 keV und 584 keV, nach den Messungen im Linsenspektrometer im höhern Energiebereich γ-Linien von 810 keV, 920 keV, 955 keV, 1010 keV, 1120 keV, 1180 keV und 1255 keV.

Die Linie von 207 keV wurde bereits von DOUGLAS und THOMPSON[9]) angegeben. Durch Koinzidenzmessungen ist die Existenz einer Kaskade von 388 keV – 368 keV – 207 keV gesichert, wobei die 207 keV-Linie als die intensivste am tiefsten liegt. Es bleibt noch abzuklären, auf welches Niveau diese Kaskade führt.

Die Linie von 200,5 keV lässt sich als Übergang vom $5/2^+$-Niveau von 262 keV zum Niveau von 61,5 keV in das früher angegebene Zerfallsschema[3]) einordnen. Nach dem $K:L$- und dem $L_I:L_{II}:L_{III}$-Verhältnis handelt es sich bei diesem Übergang um einen elektrischen Quadrupol, wodurch das 61,5 keV-Niveau als $1/2^+$ festgelegt wird. Das Intensitätsverhältnis der 262 keV- zur 200,5 keV-Linie (Grössenordnung 100:1) bestätigt die Annahme, dass das 262 keV-

Niveau analog zum 279 keV-Niveau im Au^{197} [10]) als erstes Rotationsniveau des Grundzustands anzusehen ist.

Die Linie von 525 keV könnte zum zweiten Rotationsniveau gehören, ebenfalls in Analogie zu Au^{197}, wo das Energieverhältnis des zweiten Rotationsniveaus (555 keV) zum ersten ziemlich genau 2:1 beträgt[10]). Dabei muss in unserm Fall erst noch gezeigt werden, wie das allfällige $7/2^+$-Niveau von 525 keV angeregt wird.

Mit der bekannten Linie von 180 keV in Koinzidenz erscheint eine γ-Linie von $\sim$ 900 keV, die wahrscheinlich mit der Linie von 920 keV, die im Konversionsspektrum auftritt, identisch ist. Die früher einzige γ-Linie von 1150 keV konnte nun durch Messung der Konversionselektronen in zwei Linien von 1120 keV und 1180 keV aufgespalten werden, wobei die letztere einen direkten Übergang in den Grundzustand von Au^{195}, die erstere einen Übergang vom gleichen Niveau zum 61,5 keV-Niveau darstellen dürfte.

Sorgfältige Messungen von Energie und Halbwertszeit im Linsenspektrometer stellen die Existenz einer im Pt^{195} konvertierten Linie von 130 keV (Crossover 99 keV plus 31 keV), die bereits von DE SHALIT et al.[6]) angegeben worden war, später aber von CORK et al.[11]) nicht mehr gefunden wurde, eindeutig sicher.

Hg^{193}: Ausser den bereits bekannten im Zerfall von Hg^{193} auftretenden Linien[1]) haben wir im Halbkreisspektrometer γ-Linien von 157 keV, 220 keV, 300 keV, 345 keV, 360 keV, 364 keV, 381,2 keV, 382 keV, 394 keV, 407 keV, 499 keV, 534 keV und 571 keV[2]), im Linsenspektrometer solche von 860 keV[2]), 920 keV[2]), 1120 keV, 1170 keV, 1240 keV, 1320 keV, 1490 keV und 1630 keV gefunden. Alle diese Übergänge finden im Gold statt.

$\beta - \gamma$-Koinzidenzen in der 218 keV-Linie[1]) zeigten, dass diese mit einem Übergang von $\sim$ 400 keV in Kaskade ist. Die 38 keV-Linie[1]) gibt Koinzidenzen mit einem 220 keV-γ-Übergang. Die Frage, welche der beiden benachbarten Linien (218 keV oder 220 keV) diese Koinzidenzen verursacht, lässt sich auf Grund der viel zu geringen Koinzidenzrate 38 keV—400 keV zugunsten der 220 keV-Linie entscheiden. Damit erscheint die 220 keV-Linie als das Analogon zum 200,5 keV-Übergang im Au^{195} (siehe oben), eine Tatsache, die durch den rein elektrischen Multipolcharakter, der sich aus dem $L_{\mathrm{I}}:L_{\mathrm{II}}:L_{\mathrm{III}}$-Verhältnis ablesen lässt, noch bestätigt wird.

Ein Halbkreisspektrometer-Film des Pt^{193} zeigte im wesentlichen die Linien, die im Schema von EWAN, THOMPSON und FOSTER[12]) eingetragen sind. Der von diesen Autoren angegebene Übergang von 12,6 keV liegt ausserhalb unseres Messbereichs und auch die Linien von 187,5 keV, 258,1 keV, 427,7 keV und 489,9 keV haben

wir nicht gefunden. Dagegen lassen sich deutlich ein Übergang von 281,5 keV und die von EWAN et al. erwähnte, aber nicht in das Zerfallsschema eingetragene 135,5 keV-Linie[2]) nachweisen.

Die Einreihung der neuen Linien in die Zerfallsschemata soll anhand genauer Energiebeziehungen in Verbindung mit Koinzidenzmessungen versucht werden, sobald die Präzisionseichung unseres Halbkreisspektrographen, die gegenwärtig ausgeführt wird, abgeschlossen ist.

Den Herren Prof. Dr. P. SCHERRER und Prof. Dr. O. HUBER sprechen wir für ihr förderndes Interesse an dieser Arbeit unsern besten Dank aus.

Literatur.

1) L. P. GILLON, K. GOPALAKRISHNAN, A. DE SHALIT und J. W. MIHELICH, Phys. Rev. **93**, 124 (1954).
2) J. BRUNNER, H. GUHL, J. HALTER und O. HUBER, Helv. Phys. Acta **28**, 85 (1955).
3) R. JOLY, J. BRUNNER, J. HALTER und O. HUBER, Helv. Phys. Acta **28** (1955), im Druck.
4) J. BRUNNER, J. HALTER, O. HUBER, R. JOLY und D. MAEDER, Helv. Phys. Acta **27**, 572 (1954).
5) O. HUBER, R. JOLY, P. SCHERRER und N. F. VERSTER, Helv. Phys. Acta **25**, 621 (1952).
6) A. DE SHALIT, O. HUBER und H. SCHNEIDER, Helv. Phys. Acta **25**, 279 (1952).
7) P. STÄHELIN und P. PREISWERK, Nuovo Cim. **10**, 1219 (1953).
8) R. M. STEFFEN, O. HUBER und F. HUMBEL, Helv. Phys. Acta **22**, 167 (1949).
9) D. G. DOUGLAS und A. L. THOMPSON, Proc. roy. Soc. Canada **45**, 173 (1951).
10) W. J. GOLDBURG und R. M. WILLIAMSON, Phys. Rev. **95**, 767 (1954); J. EISINGER, C. F. COOK und C. M. CLASS, Phys. Rev. **95**, 628 (1954).
11) J. M. CORK, M. K. BRICE, L. C. SCHMID, G. D. HICKMAN und H. NINE, Phys. Rev. **94**, 1218 (1954).
12) G. T. EWAN, A. L. THOMPSON und J. S. FOSTER, Proc. Glasgow Conf. Nuclear Meson Physics **1954**, 231.

Untersuchung des Betazerfalles von Ne^{23}

von H. J. GERBER, M. GARCIA MUÑOZ*) und D. MAEDER (ETH., Zürich).

Betaprozesse, bei denen das sich umwandelnde Nukleon im gleichen räumlichen Quantenzustand bleiben kann, vollziehen sich mit besonders grosser Übergangswahrscheinlichkeit und werden darum als übererlaubt (bzw. „superallowed") bezeichnet[1]). Ihre reduzierten Halbwertszeiten ft liegen zwischen 10^3 und 10^4 sec, während bei normal erlaubten Übergängen $ft \gtrsim 10^5$ sec beträgt. Die meisten der experimentell (d. h. auf Grund von ft-Werten) als übererlaubt klassi-

*) Jetzt an der Junta de Energía Nuclear, Madrid.

fizierten Betaprozesse sind Positronenzerfälle zwischen Spiegelkernen. Negative Betazerfälle zwischen Spiegelzuständen sind wegen der damit verbundenen Zunahme der Coulomb-Energie nur für $Z = 0$ und 1 möglich. Im Bereich $Z = 3 \ldots 10$ sind aber einige β^--Zerfälle zwischen nicht spiegelbildlichen Kernen bekannt, die sich durch extrem niedrige ft-Werte auszeichnen und darum eine besondere Erklärung erfordern[2]). Es handelt sich um Kerne des Typs $N = Z + 3$, die bevorzugt in angeregte Folgekerne ($N' = Z' + 1$) übergehen, wobei die infolge des kleineren Neutronenüberschusses

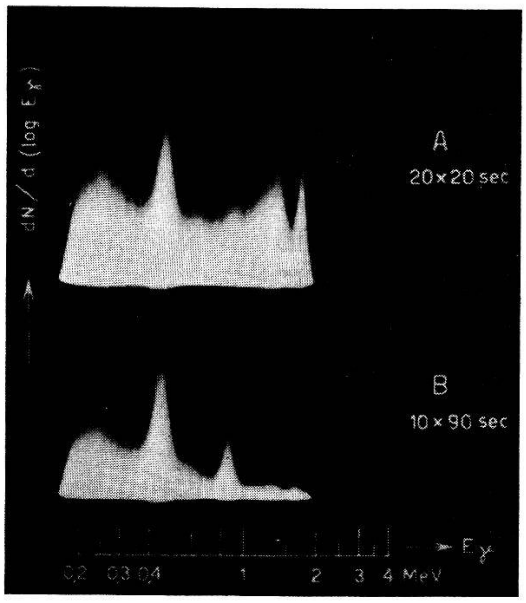


Fig. 1.

Gamma-Spektrum der mit schnellen Neutronen in Na (in Fe-Kapsel) induzierten Aktivitäten, aufgenommen im NaI-Szintillationsspektrographen mit logarithmischer Energieablenkung.

A. 20mal 20 sec bestrahlt; Messbeginn 7 sec nach Bestrahlungsende, Messung 20 sec, anschliessend neue Bestrahlung.

B. 10mal 90 sec bestrahlt und gemessen, Messbeginn 50 sec nach Bestrahlungsende.

vermehrte Anzahl von Triplettbindungen die Zunahme der Coulombenergie überkompensiert.

Der schwerste Kern, bei welchem bisherige Messungen[3]) einen übererlaubten β^--Zerfall ($\log ft = 3{,}8$) zu zeigen schienen, ist das 40 sec-Isotop Ne^{23}. Der Nachweis des übererlaubten Partialübergangs zu einem mit ~ 3 MeV angeregten Niveau im Na^{23} stützte sich auf die Form des β-Spektrums, sowie auf die Absorption der γ-Strahlung in Blei. In Anbetracht der Unsicherheit von Absorptionsresultaten haben wir diesen Zerfall mit den kürzlich beschriebenen Szintillations- und Koinzidenzmethoden[4])[5]) neu untersucht.

*

Fig. 1 zeigt zwei nach verschieden langem Bestrahlen von Na mit schnellen Neutronen erhaltene γ-Spektren, wobei die Bestrahlungszyklen annähernd so gewählt waren, dass eine 40 sec-Aktivität in beiden Aufnahmen gleich stark auftreten musste. Man erkennt, dass die γ-Linie von 440 ± 5 keV dem Ne^{23} zuzuordnen ist, während Linien von 1,63 bzw. 0,85 MeV vom kürzerlebigen F^{20} (11 sec; aus Na(n, α)) bzw. vom längerlebigen Mn^{56} (2,6 h; aus der das Na umschliessenden Fe-Kapsel) herrühren. Eine genauere Untersuchung des zeitlichen Abklingens in 10 Energiebereichen zeigt, dass eine allfällige ~ 3 MeV-Gammastrahlung in der 40 sec-Komponente höchstens mit 1% der Häufigkeit der 440 keV-Quanten vorkommen könnte. Dagegen tritt wahrscheinlich eine γ-Strahlung von $\sim$1,7 MeV mit merklicher Intensität auf, jedoch erschwert in diesem Energiebereich der Untergrund von F^{20} (1,63 MeV) und Mn^{56} (1,81 und 2,13 MeV) die Bestimmung des 40 sec-Anteils beträchtlich. Als obere Grenze finden wir $N_{\gamma\,1{,}7\,\mathrm{MeV}} < 0{,}1\, N_{\gamma\,0{,}44\,\mathrm{MeV}}$.

Messungen der β-Spektren und der $\beta\gamma$-Koinzidenzen lieferten eine Grenzenergie von $3{,}9 \pm 0{,}3$ MeV bzw. ein Verzweigungsverhältnis von $N_{\gamma\,0{,}44\,\mathrm{MeV}} : N_\beta = 36 \pm 4\%$. Für beide β-Übergänge, sowohl zum Grundzustand als auch zum 0,44 MeV-Anregungsniveau des Na^{23}, erhalten wir $\log ft \approx 5{,}2$; aber auch für die angedeuteten Übergänge zu höheren Anregungsniveaux erlauben die angegebenen oberen Intensitätsgrenzen die Feststellung, dass es sich nicht um übererlaubte Prozesse handelt. Ein solcher wäre allerdings unserer Untersuchung entgangen, falls seine Zerfallsenergie unterhalb 0,6 MeV läge. Analoge Messungen an $F^{21} \rightarrow Ne^{21}$, wo eine grössere Zerfallsenergie zu erwarten ist, wären daher von grossem Interesse.

Ein ausführlicher Bericht erscheint in Anales real soc. españ. fis. y quim. Nach Abschluss unserer Experimente erhielten wir Kenntnis von einem Kurzbericht, wonach PENNING und SCHMIDT[6]) bei der Untersuchung von Ne^{23} zu ähnlichen Ergebnissen wie wir gelangt sind.

Literatur.

[1]) E. P. WIGNER, Phys. Rev. **56**, 519 (1939).
[2]) R. W. KING, Phys. Rev. **99**, 67 (1955); E. FEENBERG, Phys. Rev. **99**, 71 (1955).
[3]) H. BROWN and V. PEREZ-MENDEZ, Phys. Rev. **78**, 812 (1950); **78**, 812 (1950).
[4]) D. MAEDER und P. STAEHELIN, Helv. Phys. Acta **28**, 193 (1955).
[5]) D. MAEDER, Helv. Phys. Acta **28**, 356 (1955); Rev. Sci. Instr. **26**, 805 (1955).
[6]) J. R. PENNING and F. H. SCHMIDT, Bull. Amer. Phys. Soc. **30**, Nr. 5, 8 (1955).

Autocourants et forces électromotrices; de l'interchangeabilité de ces notions

par ALBERT PERRIER (Lausanne).

L'hypothèse des autocourants a été émise par l'auteur il y a plusieurs décennies [1]; elle a été appliquée dès lors à la description des phénomènes variés qui se déroulent dans les milieux conducteurs sièges de gradients de potentiel ou de température, et tout particulièrement lorsqu'ils sont soumis à des champs magnétiques ou des contraintes mécaniques. Les résultats acquis grâce à cette notion se trouvent dans des publications théoriques et expérimentales du Laboratoire de Lausanne.

Une implication importante de ce concept d'autocourant réside en ceci qu'il *remplace avec avantage la force électromotrice* dans la description de ces phénomènes. Cette propriété, signalée brièvement dès le début et confirmée par ses conséquences, paraissant ne pas avoir été nettement reconnue, on consacre la présente communication à montrer la légitimité rationnelle de cette substitution.

Pour la clarté, considérons seulement le système le plus classique d'un circuit filiforme où circule une intensité I, et dans un tronçon AB duquel règne une force électromotrice E *répartie par continuité.* (Les potentiels de contact notamment sont donc exclus.) Soit R la résistance AB et ΔV la chute de potentiel $(V_B - V_A)$.

L'hypothèse se ramène à ceci: *Le tronçon AB est en réalité le siège de deux intensités indépendantes I_v et I_a dont les valeurs sont respectivement celles que ΔV et E entretiendraient si elles étaient seules à agir; I est alors en toutes circonstances la somme algébrique de ces deux valeurs.*

$$I = I_v + I_a \text{ où } I_v = -\Delta V/R \text{ par définition.} \tag{1}$$

Quant à I_a, constante si E l'est elle même, elle se fixe en particularisant I à 0, alors $I_a = -I_{v0} = \Delta V_0/R$; or, ΔV_0 est classiquement la mesure de E par définition, dès lors $I_a = E/R$; substituant dans (1) il vient

$$I = \Delta V/R + E/R \text{ ou } E - \Delta V = IR. \tag{2}$$

Equation bien connue régissant les tronçons simples de circuit et qui est fondée traditionnellement *sur la conservation de l'énergie*; on voit donc bien que l'hypothèse choisie de l'*indépendance et de la superposition des intensités partielles* a le même contenu dans ces conditions, ce qui établit sa légitimité.

Interprétation et généralisation. Faisons en particulier $I_v = 0$, alors $I = I_a$ et $\Delta V = 0$; le tronçon AB n'échange aucune énergie électrique avec le reste du circuit; on peut logiquement dire que le courant est en chaque point autoentretenu, que la notion de résistance disparaît et qu'il n'y a pas d'effet Joule (effet Thomson partiel toutefois réservé); d'où le vocable choisi d'autocourant.

Physiquement, un autocourant est déterminé par l'état d'un milieu et les contraintes auxquelles il est soumis; et cela conduit immédiatement à envisager des *mécanismes* divers: thermoélectriques, magnétothermoélectriques (même microphysiques), etc. L'adaptation du raisonnement élémentaire ci-dessus se généralise sans peine: on considérera localement: la densité de courant $\vec{J}_v$ entretenue exclusivement par un champ électrique $\vec{E}$ $(\vec{E}/\varrho)$, puis une densité d'autocourant $\vec{J}_a$ pour chacun des types entrant en considération. La densité de courant $\vec{J}$ réelle est alors *la somme géométrique de $\vec{J}_v$ et des autres vecteurs.* Cette résultante peut d'ailleurs *être nulle* (cas de l'effet Nernst v. Ettingshausen dans sa forme classique*)).

Dans tous ces cas, la force électromotrice apparaît comme conséquence médiate, soit comme différence de potentiel calculable à partie de l'autocourant *et de la résistivité.*

L'autocourant peut être très commode encore en matière de superconduction où la notion de force électromotrice s'évanouit par le fait qu'aucun champ électrique, ni par conséquent aucune différence de potentiel sensibles ne peuvent se manifester; mais divers *effets-intensité* encore inconnus pourront peut-être être décelés.

En terminant, l'auteur rappelle qu'il a realisé expérimentalement et isolé des autocourants *permanents* et en *l'absence de tout champ électrique*[2]).

Bibliographie.

[1]) v. p. ex. Arch. Sci. phys. et nat. [5] **9**, 347 (1927).

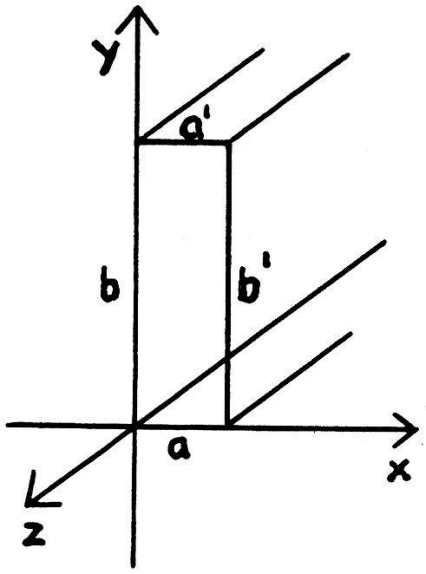
[2]) A. Perrier, Observation de nouveaux effets translationnels des déformations sur la conduction métallique. Helv. Phys. Acta **8**, 495 (1935). – A. Perrier et A. Azad, Les lois expérimentales du nouvel effet mécanothermoélectrique transversal. Helv. Phys. Acta **17**, 463 (1944).

*) Cet effet fait intervenir *trois* formes d'autocourant.

Zur elektromagnetischen Geschwindigkeitsmessung von Flüssigkeiten

von B. THÜRLEMANN, Engelberg.

Während die elektrische Potentialverteilung über einen kreisförmigen Rohrquerschnitt, wenn sich in dem Rohr eine Flüssigkeit senkrecht zu einem homogenen Magnetfeld bewegt, Gegenstand einer früheren Arbeit war[1]), sei hier die Potentialverteilung für einen



rechteckigen Querschnitt unter bestimmten Bedingungen untersucht.

Es sei angenommen:

x-Richtung: homog. magn. Feld H, kurze Seite des Profils;
y-Richtung: induzierte Spannung, lange Seite des Profils;
z-Richtung: Bewegung der Flüssigkeit, Rohrachse.

Die Geschwindigkeit der Flüssigkeit sei nur eine Funktion von x:

$$v = v(x)\,. \tag{1}$$

Die Komponentengleichungen für die Potentialverteilung Φ und die Stromdichte i sind die gleichen wie beim kreisförmigen Querschnitt[2]):

$$\gamma\, i_x = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} \qquad \gamma\, i_y = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} + \frac{\mu H}{c}\, v(x) \qquad \gamma\, i_z = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} \tag{2}$$

γ = spez. Widerstand der Flüssigkeit μ = magn. Permeabilität der Flüssigkeit.

Die Randbedingungen seien:

Rand a und a': Diese beiden Schmalseiten der Rohrwand seien gutleitende Elektroden und darum Äquipotentialflächen:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0; \qquad \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0\,. \tag{3}$$

Den Elektroden werde von aussen kein Strom zugeführt (stromlose Spannungsmessung):

$$\int_0^a i_y \cdot dx = 0 . \tag{4}$$

Rand b und b': Isolierend und daher Stromlinien parallel zum Rand:

$$i_x = 0 . \tag{5}$$

Es lässt sich leicht zeigen, dass, wenn man für a das Potential Null festsetzt, die Lösung für die Potentialverteilung folgende ist:

$$\Phi = k \cdot y . \tag{6}$$

Die Ableitungen nach x und z sind Null, also (3) erfüllt. Die Äquipotentialflächen sind Ebenen parallel zu a und a'. Die Stromkomponenten i_x und i_z sind nach (2) ebenfalls Null und somit (5) erfüllt. Die Stromlinien sind Geraden senkrecht auf die Äquipotentialebenen. Nach (2) ist

$$i_y = \frac{1}{\gamma}\left(-k + \frac{\mu H}{c} v(x)\right),$$

so dass sich mit (4) das k von (6) bestimmen lässt:

$$\boxed{\Phi = \frac{\mu H}{c} v_m y ; \quad v_m = \frac{1}{a}\int_0^a v(x)\, dx ,} \tag{6a}$$

wo v_m die mittlere Geschwindigkeit bedeutet. Das Potential an irgendeinem Punkt des Querschnittes ist proportional der mittleren Durchflussgeschwindigkeit und im übrigen unabhängig von dem beliebigen Geschwindigkeitsprofil $v(x)$. Die Spannung zwischen den Elektrodenflächen lässt sich also zur Messung der Durchflussmenge benützen.

Anwendung.

1. Damit die Bedingung (1) möglichst gut erfüllt ist, soll das Rechteckprofil des Messrohres ziemlich langgestreckt sein. So erhält man zugleich eine grössere Spannung, weil diese der langen Profilseite proportional ist. Die Schmalseite bestimmt den Luftspalt zwischen den Magnetpolen. Ein solches Profil lässt sich auch falten oder spiralförmig wickeln.

2. Die Abflussmenge von Flüssen kann gemessen werden mit Hilfe der Spannung zwischen den Ufern, welche durch das erdmagnetische Feld induziert wird[3]). Das nicht vollständig isolierende Flussbett wird praktisch einer Wasserschicht von der Geschwindigkeit Null gleichgesetzt werden können, deren Dicke empirisch zu bestimmen ist.

Literatur.

[1]) B. THÜRLEMANN, Methode zur elektrischen Geschwindigkeitsmessung von Flüssigkeiten. Helv. Phys. Acta **14**, 383–419 (1941).
[2]) L. c., p. 388.
[3]) Das Schweizerische Amt für Wasserwirtschaft untersucht mit dem Verfasser die praktische Anwendung dieser Messmethode.

Kaskadengeneratoren zur Partikelbeschleunigung auf 4 MeV

von WALTER HEILPERN (Emil Haefely & Cie. AG., Basel).

I.

Obwohl der Kaskadengenerator immer noch einer der meistgebauten Direktbeschleuniger ist, wird er in der letzten Zeit vom van de Graaffschen Bandgenerator in zunehmendem Masse verdrängt, weil er zwei wichtige Anforderungen der modernen Kernphysik nicht zu erfüllen scheint:

1. Hohe Spannung (Teilchenenergie grösser als 2 MeV).
2. Genaue Definition der Teilchenenergie.

Dafür sind besonders zwei Eigenschaften des Kaskadengenerators verantwortlich: Sein verhältnismässig grosser Innenwiderstand und die merkliche Welligkeit seiner Ausgangsspannung.

Dagegen weist der Kaskadengenerator folgende Vorteile gegenüber dem Bandgenerator auf:

a) Grosse Intensität des Teilchenstrahles (relativ grosse Ströme).

b) Direkte Steuerung der Beschleunigungselektroden durch feste Teilspannungen.

c) Bessere Eingriffsmöglichkeit für elektronische Steuerung, z. B. zur Modulierung des Teilchenstrahles mit Impulsen oder zur Stabilisierung der Partikelenergie.

Im folgenden soll nun gezeigt werden, dass durch eine besondere Schaltung die Welligkeit und der Innenwiderstand des Kaskadengenerators so klein gemacht werden können, dass er den oben erwähnten Anforderungen genügt.

Dazu muss zunächst die übliche Schaltung des in der Kernphysik verwendeten Kaskadengenerators betrachtet werden (Fig. 1). Diese ist in der Literatur bereits so oft beschrieben worden[1])[2])[3]), dass sich hier eine eingehende Erklärung erübrigt. Wir beachten nur, dass

das Beschleunigungsrohr an die rechts in der Figur befindliche Kondensatorsäule angeschlossen wird. Diese, die sogenannte Glättungssäule, enthält in unserem Beispiel vier in Serie geschaltete Kondensatoren C_1 bis C_4. Der mit der Sekundärspule des Eingangstransformators verbundene untere Endpunkt der Säule ist geerdet; an jedem Kondensator liegt die Teilspannung $2\,v$ (v = Scheitelwert der

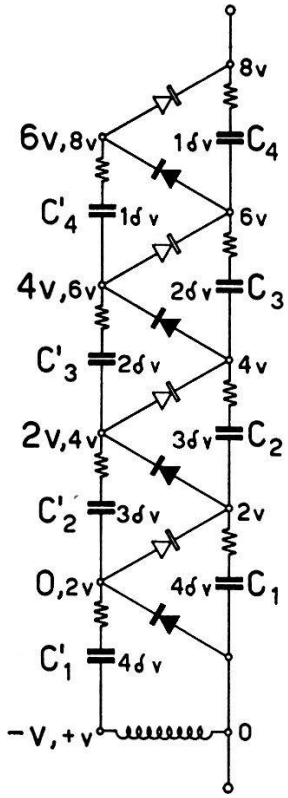


Fig. 1.
Übliche Kaskadenschaltung.

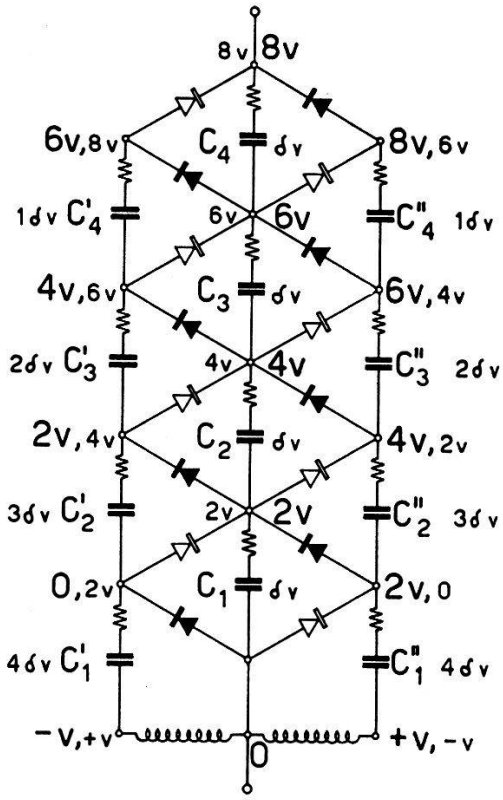


Fig. 2.
Symmetrische Kaskadenschaltung.

C_n	Glättungskondensatoren der Grösse C.
$2\,n\,v$	Feste Potentiale an der Glättungssäule gegenüber Erde.
C_n', C_n''	Schubkondensatoren der Grösse C.
$(2\,n-2)v$, $2\,n\,v$	Extremal-Werte der variablen Potentiale an den Schubsäulen gegenüber Erde.
$k \cdot \delta v$	Relative Welligkeit der Kondensatorspannungen.

Transformator-Ausgangsspannung), so dass die gesamte Ausgangsspannung der Säule im Leerlauf $8\,v$ beträgt. Bei der anderen Kondensatorsäule, der sogenannten Schubsäule, die mit der Glättungssäule in der üblichen Weise durch Gleichrichter verbunden ist, sind die Teilspannungen an den einzelnen Kondensatoren ebenso gross wie die an den Schubkondensatoren. Es ist aber zu beachten, dass an diesen Kondensatoren die Spannung gegen Erde um die Transformator-Wechselspannung schwankt. Die jeweilig erreichten Maximal- und Minimalwerte der Spannung sind in Fig. 1 angegeben.

In den gebräuchlichen Kaskadengeneratoren für Ausgangsspannungen bis zu 1 MV werden gewöhnlich Stufenspannungen $2\,v$ von 100—300 kV verwendet, so dass die Stufenzahl n zwischen 6 und 4 liegt.

Um nun die Ausgangsspannung noch weiter zu erhöhen, muss entweder die Stufenspannung $2\,v$ oder die Stufenzahl n erhöht werden. Im ersteren Fall wird nun die maximale Potentialdifferenz $(2\,v)$ zwischen entsprechenden Punkten der beiden Kondensatorsäulen vergrössert, was sehr störend ist, wenn der Generator in einen Drucktank eingebaut werden soll und daher die Dimensionen beschränkt sind.

Tabelle 1.

Welligkeit (δV).	Spannungsabfall (ΔV).
1. *Infolge Ladungsabgabe an den Belastungswiderstand.*	
Umgekehrt proportional der Frequenz (f) und der Stufen-Kapazität (C); proportional dem Strom (i) und dem Quadrat der Stufenzahl (n): $\delta V = \frac{i}{fC}\,\frac{n(n+1)}{2}$ (1)[1]	Umgekehrt proportional der Frequenz und der Stufen-Kapazität, proportional dem Strom und der dritten Potenz der Stufenzahl: $\Delta V = \frac{i}{fC}\left(\frac{2}{3}n^3 + \frac{1}{2}n^2 - \frac{1}{6}n\right)$ (2)[2]
2. *Verursacht durch kapazitive Blindströme.*	
Unabhängig von Belastungswiderstand und Frequenz, proportional der Eingangswechselspannung V_E und dem Verhältnis aus Schaltkapazität pro Stufe (C_s) und Seriekapazität pro Stufe (C); wächst quadratisch mit der Stufenzahl: $\delta V' = V_E \frac{C_s}{C}\,\frac{n(n+1)}{2}$ (3)	Unabhängig von Belastungswiderstand und Frequenz, proportional der Eingangswechselspannung V_E; stark abhängig von dem Verhältnis aus Schalt- und Seriekapazität pro Stufe sowie von der Stufenzahl: $\Delta V' = n\,V_E\sqrt{2} \times \left[1 - \frac{1}{n\sqrt{C_s/C}}\,\mathrm{tgh}\left(n\sqrt{\frac{C_s}{C}}\right)\right]$ (4)[3]
3. *Verursacht durch den endlichen Widerstand der Selengleichrichter.*	
Der Rückstrom infolge des endlichen Sperrwiderstandes der Gleichrichter verursacht eine Zusatzwelligkeit, welche praktisch immer vernachlässigt werden kann.	Der Vorwärts-Widerstand der Gleichrichter verursacht einen beträchtlichen Spannungsabfall, der proportional der Stufenzahl ist und sehr stark von dem Verhältnis aus Gleichrichterwiderstand und Belastungswiderstand abhängt.

Es bleibt also nichts anderes übrig, als n zu erhöhen. Wie wir aus der Tabelle 1 ersehen, hängen aber die Welligkeit und der Spannungsabfall am Innenwiderstand sehr stark von n ab. Dies ist der Grund dafür, dass bisher keine Kaskadengeneratoren mit genauer Energiedefinition der Teilchen für Spannungen von 2 MV und darüber gebaut wurden.

In der Tabelle 1 sind je 3 verschiedene Anteile für Welligkeit und Spannungsabfall angegeben entsprechend der Ursache ihrer Entstehung.

Wir beschränken uns im folgenden auf die Behandlung der Methoden zur Verringerung der Welligkeit. Denn zur Herabsetzung des Spannungsabfalls sind schon genügend Verfahren bekannt: der Spannungsabfall durch die ohmsche Belastung kann durch Wahl einer hohen Arbeitsfrequenz genügend klein gemacht werden. Das gleiche kann für die kapazitive Belastung durch die Schaltkapazitäten mit Hilfe von Kompensationsdrosseln[3]) erreicht werden. Der Spannungsabfall an den Gleichrichtern wird durch eine entsprechende Erhöhung der Eingangsspannung ausgeglichen.

Da die Energie der Teilchen in einem modernen Accelerator auf einige Hundert Elektronenvolt konstant gehalten werden kann, soll die Welligkeit bei ungefähr 100 Volt oder darunter liegen.

Bisher ist versucht worden, die Welligkeit, verursacht durch die ohmsche Belastung, dadurch zu verringern, dass an den Hochspannungsausgang eine besondere Filter-Kondensatorsäule über einen Hochohmwiderstand angeschlossen wird[4]). Man sieht aber leicht ein, dass dies bei einem Generator für hohe Spannungen, der in einen Drucktank eingebaut ist, nicht möglich ist. Denn der Hochohmwiderstand müsste geometrisch so dimensioniert sein, dass die im Falle von störenden Entladungen an ihm auftretenden hohen Spannungen zu keinen Durchschlägen führen würden. Er sollte also entsprechend lang gewählt werden, was zu einem unverhältnismässig grossen Durchmesser des Tanks führen müsste. Ausserdem tritt durch ihre kapazitive Kopplung mit der Schubsäule auch an der Filtersäule selbst wieder kapazitive Welligkeit auf. Man könnte sie durch Zuführung einer um 180° verschobenen Wechselspannung am unteren Ende der Filtersäule kompensieren, doch wird dies bei grossen Werten der kapazitiven Welligkeit, die schon bei einem Generator für 1 MV und offener Bauart 20 kV erreichen kann, schwierig.

II.

Es zeigt sich nun, dass sich mit der neuen symmetrischen Schaltung der Fig. 2 eine ganz wesentliche Verkleinerung der Welligkeit erreichen lässt. Wie man beim Vergleich der Fig. 2 mit Fig. 1 feststellt, benötigt diese Schaltung einen gewissen Mehraufwand: Der Eingangstransformator muss die doppelte Sekundärspannung erzeugen, aber nur für die Hälfte dieser Spannung isoliert sein; ferner sind doppelt soviel Gleichrichter und 50% mehr Kondensatoren erforderlich.

Es kann qualitativ sehr einfach gezeigt werden, warum die Welligkeit durch ohmsche Belastung durch die Symmetrisierung der Schaltung stark reduziert wird: In der Schaltung der Fig. 1 gibt der Glättungskondensator C_4 (der Grösse C) in der Periode die Ladung $\delta Q = i/f$ an den Verbraucher ab (wobei i der Belastungsstrom und f die Frequenz der Speisespannung ist). Infolgedessen entsteht an C_4 die Welligkeit $\delta v = i/C \cdot f$. Da alle Kondensatoren die gleiche Grösse C besitzen, verliert der Kondensator C_3 die Ladung $2\, i/f$ und erleidet die Spannungsabnahme $2\, \delta v = 2\, i/C \cdot f$, denn es findet auch hier eine Ladungsabgabe nach aussen statt, ausserdem muss aber noch der Ladungsverlust von C_4 in der vorhergehenden Periode über C_4' gedeckt werden. Entsprechend ist die Welligkeit von C_2 gleich $3\, \delta v$ und die von C_1 gleich $4\, \delta v$, weil neben dem Ladungstransport nach aussen immer auch das Ladungsdefizit aller darüberliegenden Stufen ausgeglichen werden muss. Auf diese Weise erhält man die in Tabelle 1 angegebene quadratische Abhängigkeit der Welligkeit δv von der Stufenzahl. Die Glättungssäule wirkt in der üblichen Schaltung zugleich als Schubsäule; sie muss ebenso wie die Schubsäule den Ladungstransport nach oben besorgen, aber zugleich noch Ladung nach aussen abgeben. Die Funktionen sind also hier auf die beiden Säulen ungleichmässig verteilt.

Dagegen übernehmen in der Schaltung der Fig. 2 die beiden Schubsäulen allein den Ladungstransport nach oben, während die Glättungssäule Ladung nur nach aussen abgibt. Dies sieht man leicht, wenn man beispielsweise den Ladungsübergang von C_2'' nach C_2 betrachtet. Wenn der Strom in der Pfeilrichtung fliesst, befinden sich nicht nur C_2'' und C_2, sondern auch C_3' auf dem gleichen Potential, es wird also auch C_3' aufgeladen. C_3' kann seine Ladung erst in der nächsten Halbperiode weiter nach oben geben, d. h. wenn seine beiden Pole sich auf höherem Potential als die von C_2 befinden. Seine nach oben abgegebene Ladung kann somit nie von C_2 her ergänzt werden. C_2 gibt zu jeder Zeit seine Ladung nur nach aussen ab. Diese Überlegung kann ohne Schwierigkeit auf die ganze Kaskade übertragen werden. Die Funktionen des „Ladungsschubs" nach oben und der Glättung sind in der symmetrischen Schaltung scharf getrennt.

Die Glättungssäule wirkt daher unter der Annahme, dass alle Kondensatoren gleich gross sind wie ein Glättungskondensator für die Gesamtspannung mit der Kapazität C/n, wobei für die Welligkeit die Formel für den gewöhnlichen Doppelweg-Gleichrichter gilt:

$$\delta V = \frac{i}{fC} \cdot \frac{n}{2}. \tag{5}$$

Die Welligkeit durch ohmsche Belastung nimmt also bei der symmetrischen Schaltung nur linear mit der Stufenzahl zu und ist $(n + 1)$-mal kleiner als bei der üblichen Schaltung, was gerade bei hohen Stufenzahlen sehr viel ausmacht.

Die Welligkeit infolge der kapazitiven Ströme wird aus Symmetriegründen in der neuen Schaltung zu Null kompensiert. Da zudem wegen der Verringerung der belastungsabhängigen Welligkeit eine besondere Filtersäule unnötig ist, kann die gesamte konstruktive Anordnung des Generators symmetrisch gehalten werden, so dass die kapazitive Welligkeit auch am Beschleunigungsrohr verschwindet.

Es kann ausserdem noch gezeigt werden, dass auch der Spannungsabfall infolge der Ladungsabgabe an den Belastungswiderstand in der Schaltung der Fig. 2 ungefähr 8mal kleiner ist als in der der Fig. 1.

III.

Die Formel (5) wurde mit Hilfe eines Modells für verschiedene Stufenzahlen n nachgeprüft*); die Messresultate sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Sie beziehen sich auf folgende Daten:

Maximale Stufenzahl $n = 10$.

Stufenspannung $2\,v = 81$ Volt (Transformatorausgangsspannung gegenüber Erde 28,6 Volt).

Frequenz $f = 50$ Hz.

Kapazität der Glättungskondensatoren $C = 15{,}8 \pm 0{,}3\ \mu$F (alle gleich gross).

Kapazität der Schubkondensatoren 16 μF.

Die Messgenauigkeit für δV (gemessen mit Hilfe eines geeichten Kathodenstrahl-Oszillographen) beträgt 5%, während $\delta V_{\text{theor.}}$ auf Grund der Formel (5) auf 3% genau angegeben werden kann.

Tabelle 2.

Stufenzahl n	δV (Volt)	$\delta V_{\text{theor.}}$ (Volt)	δV^* (Volt)
10	0,94	1,22	13,4
8	0,77	0,93	8,4
6	0,62	0,71	5,0
4	0,53	0,57	2,8
2	0,38	0,35	1,1

*) Herrn Prof. P. Huber (Physikalische Anstalt der Universität Basel) danke ich herzlich für die Überlassung des Arbeitsplatzes und der Apparate für die Messungen.

Daneben wird in der Tabelle noch der Wert δV^* angegeben, der auf Grund der Formel (1) für die übliche Kaskadenschaltung berechnet wurde.

Wie man sieht, stimmen die Werte für δV und $\delta V_{\text{theor.}}$ bei kleinen Stufenzahlen sehr gut überein, während bei grossen Stufenzahlen die experimentell erhaltenen Werte um mehr als die doppelten Versuchsfehler kleiner sind als die theoretisch zu erwartenden. Dies hat vermutlich seinen Grund darin, dass die Kondensatoren zusammen mit den Schutzwiderständen*) und den Widerständen der Selengleichrichter eine zusätzliche Filterwirkung ausüben.

Die kapazitive Welligkeit $\delta V'$ gab auf dem Schirm des Kathodenstrahl-Oszillographen keine messbare Ablenkung.

IV.

Es ist geplant, auf Grund der symmetrischen Schaltung einen Kaskadengenerator zur Partikelbeschleunigung auf 4 MeV zu bauen mit folgenden Daten:

Nennspannung: 4 MV bei 1 mA Nennstrom.
Stufenzahl: $n = 20$.
Frequenz: $f = 10$ kHz.
Kapazität der Glättungskondensatoren 0,02 μF pro Stufe.
Kapazität der Schubkondensatoren 0,007 μF pro Stufe.

Welligkeit infolge Ladungsabgabe nach aussen $\delta V = 50$ Volt pro mA Belastung.

Spannungsabfall infolge Ladungsabgabe nach aussen $\Delta V = 23$ kV pro mA Belastung.

Spannungsabfall infolge der kapazitiven Blindströme $\Delta V' < 100$ kV bei 4 MV (bei Drossel-Kompensation).

Spannungsabfall an den Gleichrichtern < 300 kV bei 1 mA Belastung (Selengleichrichter).

Literatur.

[1]) J. D. Cockroft und E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. [A] **129**, 477 (1930).
[2]) A. Bouwers, Elektrische Höchstspannungen, Berlin 1939.
[3]) E. Everhart und P. Lorrain, Rev. Sci. Instr. **24**, 221 (1953).
[4]) E. W. Titterton, Nucleonics **10**, 29 (1952). (No. 5, May.)

*) Diese Widerstände sind in den Figuren angegeben. Sie dienen zum Schutz des Beschleunigungsrohres bzw. der Kondensatoren bei Durchschlägen.

Ein neuer Gitterspektrograph mit photoelektrischer Registrierung für das Schumanngebiet

von E. LÜSCHER (Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne).

Einige metallurgisch interessante Elemente besitzen im gewöhnlichen Gebiet zwischen 2100—8000 Å der praktischen Spektralanalyse keine brauchbaren Linien. Will man diese Elemente (vor allem Kohlenstoff, Phosphor und Schwefel) spektralanalytisch bestimmen, arbeitet man zweckmässig im Schumanngebiet (1200 bis 2000 Å). Mit diesem Ziel wurde ein Spektrograph für diese Region entwickelt. Gitterspektrographen mit photographischer Auswertung wurden bis heute schon eine ganze Anzahl gebaut von LYMAN[1]), EAGLE[2]), SAWYER[3]), SIMEON und SMITH[4]), LEWIS und HOPFIELD[5]), COMPTON und BOYCE[6]), HARRISON[7]) und MIESCHER[8]).

Die optische Montierung ist die von PASCHEN und RUNGE[9]). Das verwendete konkave Gitter besitzt einen Krümmungsradius von 150 cm und eine Gravierung von 960 Strichen pro Millimeter auf einer Länge von 50 mm. Das Maximum an Intensität in erster Ordnung erhält man für einen Einfallswinkel von 12,5°. Die Wellenlänge der Gitternormalen liegt bei 2250 Å. Der Primärspalt ist variabel und hat eine Höhe von 25 mm. Zur Ausblendung der gewünschten Spektrallinien wurden auf dem Rowlandkreis Sekundärspalte montiert. Eine Gesamtansicht des Spektrometers ist in Fig. 1 gegeben.

Man erkennt die optischen Elemente, Primärspalt, Konkavgitter und Sekundärspalte. Der Empfängerkopf ist vom eigentlichen Spektrographen durch Lithiumfluorid-Fenster[10]) getrennt, da der Empfängerteil wegen Gasentladungen zwischen den Hochspannungszuführungen für die Photomultiplier in einer reinen Stickstoffatmosphäre gehalten wird.

Dazu wird der kommerziell erhältliche Stickstoff noch nachgereinigt in einem Meyer-Ronge[11])-Rohr. Die meisten im Handel erhältlichen Photomultiplier wurden geprüft auf Dunkelstrom, Dunkelstromvariation und spektrale Empfindlichkeit[12]). Als geeignetste Röhren wurden die 6094 *B*- und *A*-Photomultiplier von E. M. I. gewählt. Zur Transformation des kurzwelligen Lichtes in Langwelliges, wegen der Empfindlichkeit der Photokathode, wurde Kalziumwolframat als geeignetste fluoreszierende Substanz gefunden, welche direkt auf die Stirnfläche der Multiplier appliziert wurde. Versuche mit lichtempfindlichen Zählrohren mit CaF_2-Fenstern gaben nicht die erwarteten Resultate. Zur Verminderung

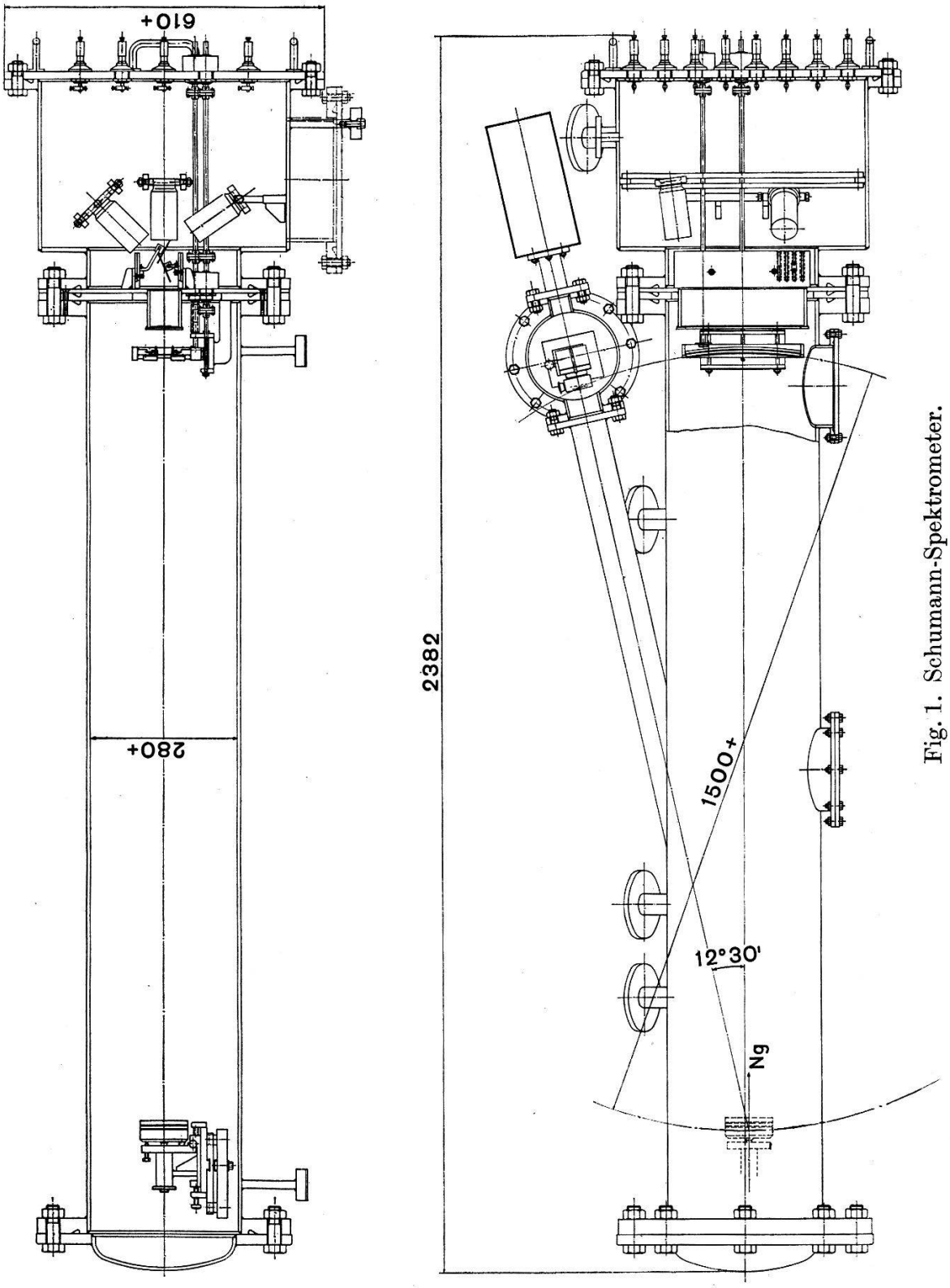


Fig. 1. Schumann-Spektrometer.

des Streulichtes im Innern des Apparates wurden besondere Blenden angebracht. Das Vakuum wurde auf 0,01 Torr gehalten mit einer zweistufigen Rotationspumpe.

Die zur Analyse als geeignet befundenen Linien der interessierenden Elemente sind die folgenden:

C I 1930.93	$2p^2\,{}^1D - 3S^1P^0$	mit	$T = 6{,}39$ eV
S I 1826.25	$3p^4\,{}^3P - 4s^3\,S$		$T = 6{,}78$ eV
P I 1858.92	$3p^3\,{}^2D^0 - 4s'\,{}^2D$		$T = 6{,}64$ eV.

Kann man für die ersten beiden Linien einen modifizierten Niederspannungsfunken mit Hochspannungsimpulszündung verwenden, muss zur Anregung der Phosphorlinie ein Hochspannungsfunken ähnlich wie nach FEUSSNER[13]), jedoch mit 200 Entladungen pro Sekunde anstatt nur 50, angewandt werden.

Literatur.

1) TH. LYMAN, Astrophys. Journ. **23**, 181 (1906).
2) A. EAGLE, Astrophys. Journ. **31**, 120 (1910).
3) R. A. SAWYER, J. Opt. Soc. Amer. **15**, 305 (1927).
4) F. SIMEON und C. F. SMITH, Rev. Sci. Instr. **1**, 512 (1930).
5) E. P. LEWIS und J. J. HOPEFIELD, Phys. Rev. **20**, 573 (1922).
6) K. T. COMPTON und J. C. BOYCE, Phys. Rev. **40**, 1038 (1932).
7) G. R. HARRISON, Rev. Sci. Instr. **4**, 651 (1933).
8) Beschrieben in: M. CHRÉTIEN, Helv. Phys. Acta **23**, 259 (1950).
9) C. K. RUNGE und F. PASCHEN, Abh. Königl. Akad. Wiss. Berlin, Anhang 1, (1902).
10) Transparent bis 1250 Å, vgl. E. G. SCHNEIDER, Phys. Rev. **45**, 152 (1934).
11) F. R. MEYER und G. RONGE, Z. angew. Chem. **52**, 637 (1939).
12) E. LÜSCHER, ZAMP **5**, 343 (1954).
13) O. FEUSSNER, Z. techn. Phys. **13**, 573 (1932).

Über die optische Abbildung von Flächen und Räumen

von R. Stettler (Aarau).

Ein Instrument heisst „*optisch vollkommen*", wenn es die von jedem Punkt $P(x_1, x_2, x_3)$ eines Dingraumes auslaufenden Lichtstrahlen stigmatisch (reell oder virtuell) in Punkten $P'(x_1', x_2', x_3')$ eines Bildraumes vereinigt.

Neben dem Planspiegel sind als einzige Beispiele optisch inhomogene Medien mit dieser Eigenschaft bekannt. MAXWELL[1]) hat gezeigt, dass ein radialsymmetrisches Medium, dessen Brechungszahl n gegeben ist durch

$$n = \frac{2}{1+\varrho^2} \tag{1}$$

optisch vollkommen ist (Maxwellsches Fischauge). Dabei gelten die Abbildungsgleichungen

$$x_i' = -\frac{x_i}{\varrho^2} \qquad (i = 1, 2, 3) \tag{2}$$

$$\varrho^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 > 0\,.$$

In Verallgemeinerung dieses Beispiels hat W. LENZ[2]) bewiesen, dass alle Medien mit

$$n = \frac{2}{\varrho}\,\frac{1}{\varrho^{\lambda} + \varrho^{-\lambda}} \tag{3}$$

ebenfalls optisch vollkommen sind, falls

$$\lambda = 2\,k + 1 \qquad k \text{ ganz} \geqq 0$$

ist. Der Verfasser zeigt, dass dies auch für Medien (3) mit

$$\lambda = \frac{1}{2\,k+1}$$

zutrifft. In allen Fällen gelten die Abbildungsgleichungen (2). Ferner bestätigt man den Satz von MAXWELL-CARATHÉODORY, wonach Ding und Bild optisch gemessen gleich gross sind.

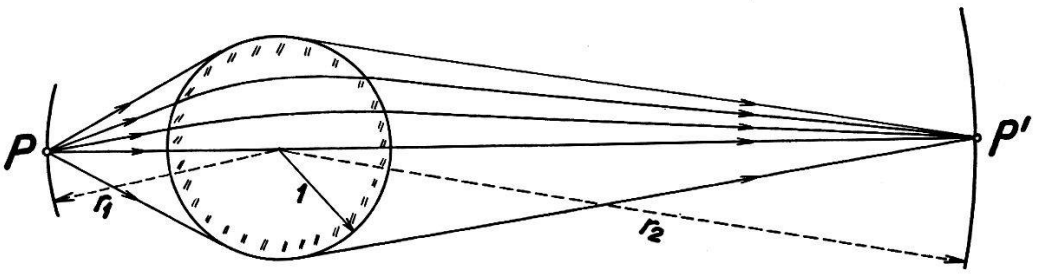


Fig. 1.
Verallgemeinertes Einheitskugelobjektiv.

Es sind auch Objektive bekannt, die nur zwei bestimmte Flächen stigmatisch (scharf) aufeinander abbilden, nämlich:

1. Die *homogene Kugel.* Sie bildet die beiden aplanatischen Flächen scharf und virtuell aufeinander ab.

2. Die *Luneberg-Linse*[3]). Es ist dies eine Einheitskugel mit radialsymmetrischer Brechungszahl

$$n = \sqrt{2 - \varrho^2} \qquad \text{für } 0 \leqq \varrho \leqq 1$$

$$n = 1 \qquad \text{für} \qquad \varrho > 1.$$

Durch sie wird die „unendlichferne" Kugel scharf und reell auf die Oberfläche der Einheitskugel abgebildet, und zwar mit der numerischen Apertur 1,0.

Verfasser beweist folgenden *allgemeinen optischen Abbildungssatz:*

Zwei konzentrische Kugelflächen mit den Radien $r_1 \geqq 1$ und $r_2 \geqq 1$ lassen sich stets optisch reell und scharf aufeinander abbilden, wobei entsprechende Punkte diametral liegen. Die max. numerische Apertur beträgt $1/r_1$ (Fig. 1). Das Objektiv ist eine Einheitskugel mit einem radialsymmetrisch-inhomogenen Medium, dessen Brechungszahl $n(u)$ und Radius $\varrho(u)$ als Funktionen eines Parameters darstellbar sind. Zu gegebenen Radien r_1 und r_2 existieren immer noch abzählbar unendlich viele Objektive, die die verlangte Abbildung leisten.

Die ausführliche Arbeit erscheint in der „Optik".

Literatur.

[1]) C. Carathéodory, Geometrische Optik, Ergeb. der Math., Berlin 1937, S. 75.
[2]) W. Lenz, Zur Theorie der optischen Abbildung, in Probleme der modernen Physik, herausg. von P. Debye, Leipzig 1928, S. 201.
[3]) R. K. Luneberg, Mathematical Theory of Optics, Providence 1944, S. 213.