

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 28 (1955)
Heft: IV

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

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 07.01.2025

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

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

à Vevey, les 7 et 8 mai 1955.

Président: Prof. Dr P. HUBER (Bâle),
Vice-président: Prof. Dr W. PAULI (Zurich),
Secrétaires: Dr P. DINICHERT (Neuchâtel),
Dr P. DE HALLER (Winterthour).

Partie administrative.

Sont reçus comme membres ordinaires: MM. H. R. BRUGGER (Zurich), C. JACCARD (Zurich), H. LEVERENZ (Princeton), A. MAIER (Bâle), J. OLSEN (Zurich) et A. ROSE (Zurich).

Le professeur A. PERRIER (Lausanne) est nommé membre d'honneur.

La S.S.P. compte actuellement 450 membres.

Le rapport de gestion, les comptes et le rapport des vérificateurs sont présentés et acceptés.

Le président donne connaissance du rapport du rédacteur des *Helvetica Physica Acta*, le professeur M. FIERZ absent.

Le professeur A. PERRIER, président du Comité national suisse de Physique, donne quelques renseignements sur l'activité internationale en physique.

L'assemblée élit le nouveau comité de la S.S.P., qui sera composé de la façon suivante:

Président: Prof. Dr W. PAULI (Zurich),
Vice-président: Prof. Dr J. ROSSEL (Neuchâtel),
Secrétaires: Dr K. P. MEYER (Bâle),
Dr A. P. SPEISER (Zurich).

Elle désigne comme nouveaux vérificateurs de comptes le professeur R. MERCIER (Lausanne) et M. B. VITTOZ (Lausanne).

Le président lit un hommage à ALBERT EINSTEIN, membre d'honneur de la S.S.P., rédigé par le professeur M. FIERZ et reproduit ci-dessous.

Samedi en fin d'après-midi les participants à la réunion sont les hôtes du Professeur et de Madame A. PICCARD à Chexbres.

Pour clore cette assemblée de printemps, une quarantaine de personnes font dimanche après-midi une excursion aux Pléiades.

ALBERT EINSTEIN (1879—1955)

Wie Sie alle wissen, ist im April dieses Jahres Albert Einstein im Alter von 76 Jahren gestorben.

Vor genau 50 Jahren veröffentlichte er, als Beamter des Amtes für geistiges Eigentum in Bern, seine ersten Arbeiten, die seinen Ruhm begründet haben. Unsere Gesellschaft hat ihn zu ihrem Ehrenmitglied ernannt – so war er der Schweiz und mit uns eng verbunden. Darum wollen wir hier seiner gedenken.

Die grossen Leistungen dieses Gelehrten bedürfen in unserem Kreise keiner ausführlichen Schilderung – sie sind Ihnen allen bekannt. Er war einer der Pioniere der Quantentheorie, und er ist vor allem der Schöpfer des bewunderungswürdigen Baus, den er „allgemeine Relativitätstheorie“ genannt hat, einer Theorie, in der die Schwerkraft als Folge der Weltgeometrie, die Weltgeometrie in Abhängigkeit von der Materie verstanden wird.

Es ist erstaunlich, mit welcher Energie, mit welchem Mut und wie unbeirrt durch alle Schwierigkeiten Einstein nach dem Ziel strebte, das ihm vorschwebte. Die allgemeine Relativitätstheorie wird gewiss immer eines der schönsten Beispiele physikalischer Theorienbildung überhaupt bleiben.

Wir wissen alle, dass Einstein der neueren Entwicklung der Quantentheorie kritisch gegenüberstand. Dass diese Theorie in mancher Hinsicht noch unbefriedigend ist, kann auch gar nicht bestritten werden. Ihre relativistische Verallgemeinerung ist mathematisch widerspruchsvoll und auch aus physikalischen Gründen anfechtbar. In der Elektrodynamik gibt sie keine Erklärung für die Existenz eines Elementarquantums der elektrischen Ladung: der Sinn der Sommerfeldschen Feinstrukturkonstanten $e^2/\hbar c$ ist noch immer gänzlich unverstanden. Die Struktur, die wir als System der Elementarteilchen bezeichnen könnten, in der sich die quantenhafte Natur der Materie offenbart, findet ebenfalls keine Deutung.

Einstein konnte sich aber überdies nicht entschliessen, die durch Niels Bohr aus der Quantentheorie entwickelten, allgemeinen naturphilosophischen Ideen anzuerkennen. Ihm schien, dass hier einem zu weit gehenden Verzicht auf eine vom Menschen unabhängige, objektive Naturbeschreibung das Wort geredet werde. Ob freilich der Weg, auf dem er selber nach einer Lösung des Quantenproblems suchte, zum Ziel führen kann, das scheint uns zweifelhaft. Die Kühnheit und Weite seiner Ideen, die er immer wieder mathematisch zu fassen suchte, bleibt dennoch grossartig. Er war und bleibt ein grosser Naturforscher, der einsam und unbeirrt seinen Weg ging.

Vielleicht hat gerade sein Beiseitestehen eine neue Generation gezwungen, auch ihre Einsichten und Ansichten tiefer und klarer zu fassen, damit sie vor der Kritik des Meisters bestehen konnten.

*Partie scientifique.***Über die Antiferroelektrizität von deuteriertem Diammoniumorthoperjodat**

von D. ABOAV, H. GRÄNICHER und W. PETTER (ETH., Zürich).

Auf Grund seiner strukturellen Ähnlichkeit mit Ammoniumdihydrogenphosphat $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$, dessen dielektrische Anomalie seit langem bekannt ist, hat BAERTSCH¹⁾ die dielektrischen Eigenschaften von Diammoniumorthoperjodat $(\text{NH}_4)_2\text{H}_3\text{JO}_6$, untersucht. Er fand im Temperaturbereich zwischen -27°C und -18°C Anomalien der Dielektrizitätskonstanten (DK) und der spezifischen Wärme. Eine röntgenographische Untersuchung von BUSCH, KÄNZIG und MEIER²⁾ zeigte, dass diese durch eine Umwandlung in eine antiferroelektrische Phase verursacht werden.

Für die Ferro- und Antiferroelektrizität der Dihydrogenphosphate scheint die Hydrogenbindung in diesen Kristallen eine sehr wesentliche Rolle zu spielen. Man beobachtet nämlich eine sehr grosse Verschiebung der Umwandlungstemperatur beim Ersatz des Wasserstoffs durch Deuterium. Beim antiferroelektrischen Ammoniumphosphat beträgt z. B. die Verschiebung 94°C zu höhern Temperaturen³⁾. Um auch einen Hinweis auf den Mechanismus der antiferroelektrischen Umwandlung der Perjodate zu erhalten, wurde untersucht, ob und in welcher Richtung sich die Umwandlungstemperatur beim Deuterieren von $(\text{NH}_4)_2\text{H}_3\text{JO}_6$ verschiebt.

Die Herstellung des deuterierten Diammoniumorthoperjodats erfolgte in mehreren Stufen. Zunächst wurde getrockneter Ammoniak in schweres Wasser eingeleitet bis zu einer Gewichtszunahme von 25%. Aus dieser Lösung wurde das entstandene Gemisch von gewöhnlichem und schwerem Ammoniak durch Erhitzen wieder ausgetrieben und nach gründlicher Trocknung in eine Lösung von Perjodsäure in schwerem Wasser eingeleitet, bis eine Gewichtszunahme um das $1\frac{1}{2}$ fache der stöchiometrisch berechneten Menge eingetreten war. Um die Bildung anderer Ammonsalze zu verhindern, wurde das Gemisch 3 Stunden lang bei 60°C geschüttelt. Dann wurde der pulvrige Niederschlag abfiltriert und über KOH getrocknet. Durch Auflösen der so erhaltenen Substanz in ammoniakalischem schwerem Wasser und sehr langsames Abkühlen der Lösung entstanden kleine Kristalle von $(\text{ND}_4)_2\text{D}_3\text{JO}_6$, für die wir unter Annahme eines vollständigen Austauschs zwischen D und H ein Atomverhältnis von 87% D zu 13% H berechneten.

Diese Kristalle haben die gleiche Kristallform wie diejenigen von $(\text{NH}_4)_2\text{H}_3\text{JO}_6$. Vor allem weisen sie wie diese grosse hexagonale Basisflächen auf. Die Messung der DK wurde daher in Richtung

der hexagonalen c -Achse vorgenommen. Im Gebiete der Phasenumwandlung zeigt die DK mit sinkender Temperatur einen steilen Abfall, wie dies vom gewöhnlichen Ammoniumperjodat bekannt ist. Während bei diesem Salz die Umwandlung bei einer Temperatur von ca. -22°C auftritt, wurde sie beim schweren Salz bei ca. -7°C beobachtet. Es ergibt sich somit eine Verschiebung der Umwandlungstemperatur um etwa 15°C .

Röntgenaufnahmen mit Cu K-Strahlung, bei denen der Kristall um eine hexagonale a -Achse gedreht wurde, bestätigen das Ergebnis der dielektrischen Messungen. Unterhalb des Umwandlungspunkts verdoppelt sich die Identitätsperiode in der a -Richtung, während sie in der c -Richtung erhalten bleibt. In dieser Hinsicht stimmt das Verhalten des schweren mit dem des gewöhnlichen Diammoniumorthoperjodats überein. Das gleiche gilt auch von der Raumgruppe der Zimmertemperaturphase, die in beiden Fällen $D_{3d}^5 - R\bar{3}m$ ist. Die Raumgruppe C_{3i}^2 der Strukturbestimmung des $(\text{NH}_4)_2\text{H}_3\text{JO}_6$ von HELMHOLZ⁴⁾ hat sich als unrichtig erwiesen⁵⁾. Das Silber- und die Ammoniumorthoperjodate besitzen somit bei Zimmertemperatur die gleiche Raumgruppe. Sie unterscheiden sich jedoch dadurch, dass sich in der antiferroelektrischen Phase nur beim Silbersalz die Identitätsperiode auch in der c -Richtung verdoppelt⁶⁾.

Literatur.

- 1) P. BAERTSCHI, Helv. Phys. Acta **18**, 267 (1945).
- 2) G. BUSCH, W. KÄNZIG und W. M. MEIER, Helv. Phys. Acta **26**, 385 (1953).
- 3) W. P. MASON und B. T. MATTHIAS, Phys. Rev. **88**, 477 (1952).
- 4) L. HELMHOLZ, J. Am. Chem. Soc. **59**, 2036 (1937).
- 5) W. M. MEIER, Privatmitteilung; demnächst in Helv. Phys. Acta.
- 6) H. GRÄNICHER, W. M. MEIER und W. PETTER, Helv. Phys. Acta **27**, 216 (1954).

Dielektrische Eigenschaften des Eises bei sehr tiefen Frequenzen und der Einfluss eines Vorfeldes

von H. GRÄNICHER, C. JACCARD, P. SCHERRER und A. STEINEMANN (ETH., Zürich).

Die dielektrischen Eigenschaften von sehr reinen Eiskristallen im Gebiete von etwa 50 Hertz an aufwärts lassen sich durch eine Debye-Dispersion erklären. In der bekannten Darstellung des Cole-Plot $\varepsilon''(\varepsilon')$ liegen die Messpunkte gut auf Halbkreisen und man findet für die statische Dielektrizitätskonstante (DK) einen Wert um 100.

In dieser Arbeit wurden die Messungen zu viel tieferen Frequenzen (bis 0,7 Hz) ausgedehnt. Dabei beobachtet man eine *neue Dispersion*

bei tiefen Frequenzen, bei welcher der Verlustfaktor $\text{tg } \delta$, wie aus Fig. 1 ersichtlich, ein zweites Maximum durchläuft. Dieser Effekt wird bei Kristallen beobachtet, die im Cole-Plot einen sehr steil ansteigenden niederfrequenten Ast aufweisen (siehe die entsprechenden Figuren bei ¹⁾ ²⁾).

Die zusätzliche Dispersion unterscheidet sich von der bei höheren Frequenzen auftretenden Dipoldispersion durch eine andere Temperaturabhängigkeit. Die Relaxationszeit beträgt 10^{-1} sec für die

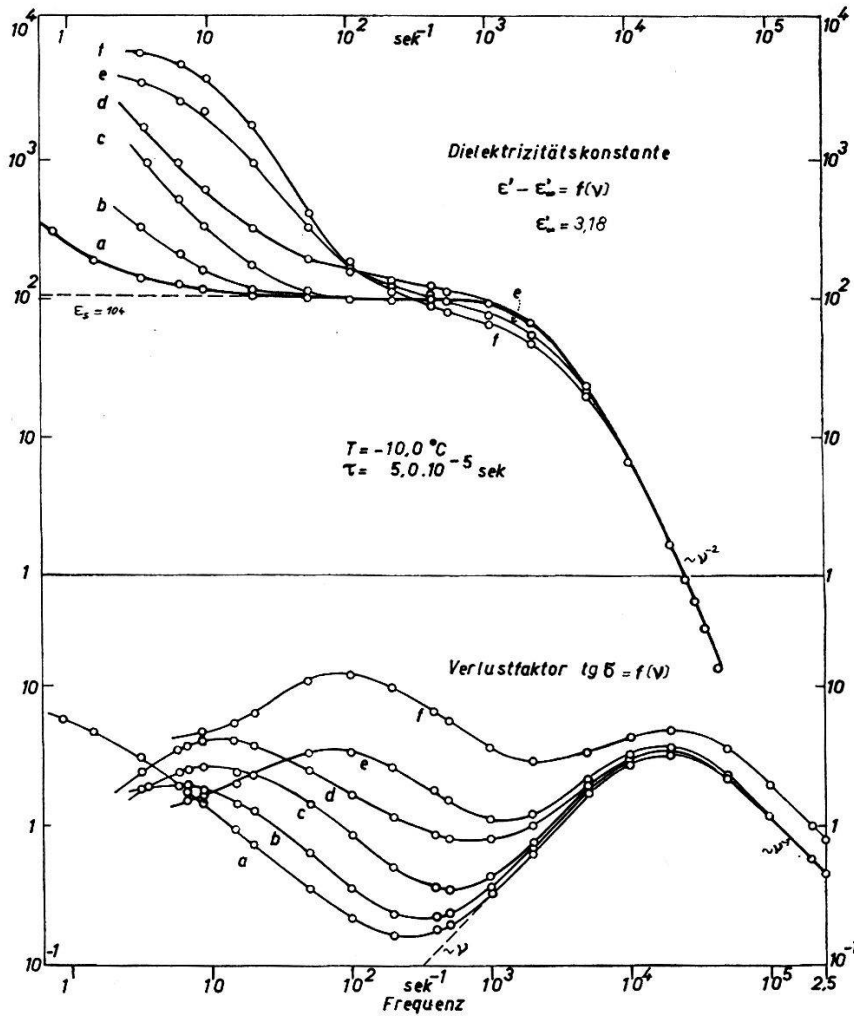


Fig. 1.

Frequenzabhängigkeit der DK ϵ' und des Verlustfaktors $\text{tg } \delta$ für 6 verschiedene Eisproben bei -10°C .

reinsten Kristalle von Fig. 1 und nimmt ab bis 10^{-3} sec für die weniger reinen — im Vergleich zur Dipolrelaxation von 10^{-5} sec bei der gleichen Temperatur von -10°C . Die niederfrequente Dispersion ist ausserdem von der Länge der Probe abhängig, was für eine Dipoldispersion nicht zutrifft.

In einer früheren Arbeit³⁾ haben wir den Einfluss von willkürlich ins Eisgitter eingelagerten Störstellen in Form von Fluorwasserstoff untersucht. Die reinsten Kristalle von Fig. 1 verhalten sich entsprechend einer willkürlichen Störstellenkonzentration von $1:10^{10}$. Bei grössern Konzentrationen wird der Effekt ausgeprägter und das Dispersionsgebiet verlagert sich zu höheren Frequenzen.

Ein dem Messfeld überlagertes, grosses statisches *Vorfeld* (3000 V/cm bei den reinsten Kristallen) beeinflusst die DK ganz reiner Kristalle gar nicht. Bei Eis mit Störstellen dagegen bringt das Vorfeld die zusätzliche Dispersion zum Verschwinden, so dass im Cole-Plot alle Messpunkte auf den Halbkreis zurückkommen. Die hohe DK und die Verluste sinken beim Einschalten des Vorfeldes sehr rasch auf die vom reinen Eis bekannten Werte ab. Wird das Vorfeld ausgeschaltet, so steigen ϵ' und ϵ'' anfänglich mit \sqrt{t} wieder an. Es dauert bei kurzgeschlossenem Kristall etwa 10 Minuten, bei freiem Kristall viele Stunden, bis sich die ursprünglichen Werte wieder eingestellt haben. Übrigens nimmt mit zunehmender Störstellenkonzentration (zunehmender Leitfähigkeit) die Durchschlagsfestigkeit des Eises stark ab.

Probe:	Leitfähigkeit für $\nu \rightarrow \infty$: $\sigma - \sigma_D = \sigma_R + \sigma$
a	$1,0 \cdot 10^{-9} \quad \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$
b	$1,7 \cdot 10^{-9} \quad \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$
c	$5,7 \cdot 10^{-9} \quad \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$
d	$2,1 \cdot 10^{-8} \quad \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$
e	$3,5 \cdot 10^{-8} \quad \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$
f	$1,3 \cdot 10^{-7} \quad \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$

Diese Beobachtungen lassen sich deuten, wenn man annimmt, dass im Kristall bewegliche Ladungsträger vorhanden sind, die jedoch an den Elektroden den Kristall nicht verlassen können. Solche Raumladungen ergeben nach der Theorie von MACDONALD⁴⁾ frequenzabhängige Beiträge zu ϵ' und ϵ'' , welche durch Debye-Dispersionskurven beschrieben werden. Der allgemeine Ansatz für die dem Imaginärteil der DK entsprechende Leitfähigkeit setzt sich aus den Beiträgen der Dipole σ_D , der Raumladungen σ_R , und einer frequenzunabhängigen Gleichstromleitfähigkeit σ zusammen:

$$\sigma(\nu) = 2 \pi \nu \epsilon_0 \epsilon'' = \sigma_D(\nu) + \sigma_R(\nu) + \sigma.$$

Die frequenzabhängigen Anteile streben wie ν^2 gegen Null, während

sie für hohe Frequenzen konstant werden. Entsprechend der sehr verschiedenen Relaxationszeiten beginnt σ_R erst bei viel tieferen Frequenzen abzunehmen als σ_D .

Nachdem sich gezeigt hat, dass die Raumladungstheorie das Auftreten einer zusätzlichen niederfrequenten Dispersion erklären kann, bleibt zu untersuchen, ob diese Theorie auch brauchbar ist im Gebiete hoher Störstellenkonzentrationen, wo in den experimentellen Kurven die Dipoldispersion nicht mehr zur Geltung kommt. Auch die Natur der Ladungsträger soll noch abgeklärt werden.

Literatur.

- 1) F. HUMBEL, F. JONA und P. SCHERRER, *Helv. Phys. Acta* **26**, 17 (1953).
- 2) R. P. AUTY und R. H. COLE, *J. Chem. Phys.* **20**, 1309 (1952).
- 3) H. GRÄNICHER, P. SCHERRER und A. STEINEMANN, *Helv. Phys. Acta* **27**, 217 (1954).
- 4) J. R. MACDONALD, *Phys. Rev.* **92**, 4 (1953).

Sekundärelektronenvervielfacher mit Photokathoden grosser Oberfläche

VON N. SCHÄETTI und W. BAUMGARTNER (ETH., Zürich).

Eine ausführliche Darstellung ist in Vorbereitung.

Ausbreitung nichtperiodischer Druckwellen in elastischen Rohrleitungen

VON EDITH SCHAFFHAUSER und VICTOR HARDUNG,
Physiologisches Institut der Universität Fryburg.

Am Studium der Wellenausbreitung in elastischen Rohrleitungen (Schlauchwellen) sind vor allem die Kreislaufforscher interessiert. Die Theorie der Ausbreitung rein harmonischer Druckwellen kleiner Amplitude ist von zahlreichen Forschern bearbeitet worden, und zwar sehr genau und eingehend schon von D. KORTEWEG im Jahr 1878. In anderer Form wurde sie von O. FRANK, WITZIG und anderen weiter verfolgt. Modellversuche an Kautschukschläuchen von A. MÜLLER zeigten einen auffallend starken Einfluss der inneren Reibung der Rohrwand auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit, was vorher auch schon C. F. RANKE auf theoretischem Wege gefunden hatte. Ranke benutzt als mechanisches Modell für das Wandmaterial zwei in Serie geschaltete Federn, von denen nur eine ge-

dämpft ist. Die erhaltenen Endformeln sind dementsprechend kompliziert. Um unsere vorliegenden Rechnungen für nichtperiodische Druckwellen durchzuführen, vereinfachen wir das Modell, indem wir die ungedämpfte Feder weglassen. Diese Vereinfachung rechtfertigt sich dadurch, dass die Dämpfung zum mindesten in dem uns interessierenden Frequenzbereich mit steigender Frequenz stets zu- aber niemals abnimmt.

Vernachlässigt man den i. A. geringfügigen Einfluss der Flüssigkeitsreibung, so erhält man folgende Differentialgleichungen für den „Wechseldruck“ P und den „Wechselstrom“ I in der Schlauchleitung:

$$-\frac{\partial P}{\partial x} = L \cdot \frac{\partial I}{\partial t}$$

$$-\frac{\partial I}{\partial x} = C \cdot \frac{\partial P}{\partial t} + C \cdot R \frac{\partial^2 I}{\partial x \partial t},$$

wobei die Grössen L , C und R bestimmte einfache Funktionen vom Rohrdurchmesser, der Wandstärke, dem dynamischen Elastizitätsmodul und der Zähigkeitskonstanten des Wandmaterials bedeuten. Die Grössen L , C und R kann man auch als Kreisgrössen einer elektrischen Ersatzleitung auffassen, wobei die Querableitung aus einer Kapazität C und einem Widerstand R in Serie dargestellt wird. Es gelingt nun, mit Hilfe der Laplace-Transformation die Formveränderung darzustellen, die ein einzelner kurzzeitiger Druckimpuls (Rechteckimpuls von verschwindend kleiner Impulsbreite τ) während der Ausbreitung erleidet. Durch Überlagerung von Einzelimpulsen verschiedener Amplitude P_0 kann dann auch jede beliebige Pulsfunktion auf ihrem Durchgang durch die Leitung verfolgt werden. Für die gesuchte Druckfunktion des Einzelimpulses erhält man vorerst

$$P(x, t) = \tau \cdot P_0 e^{-\frac{t}{RC}} \cdot \sqrt{\frac{L}{R}} \frac{x}{2\sqrt{\pi}} \int_0^t \left[\frac{Lx^2}{4R(t-\zeta)^{7/2}} \cdot e^{-\frac{Lx^2}{4R(t-\zeta)}} - \frac{3}{2} \frac{e^{-\frac{Lx^2}{4R(t-\zeta)}}}{(t-\zeta)^{5/2}} \right] \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{\pi\zeta}} \int_0^\infty e^{-\frac{y^2}{4\zeta}} \cdot J_0 \left(2i \frac{1}{\sqrt{RC}} \sqrt{\frac{L}{R}} \cdot \sqrt{xy} \right) dy \right] d\zeta$$

wo y und ζ Integrationsvariable und J_0 die Besselfunktion 0ter Ordnung des imaginären Argumentes $2i\sqrt{\alpha \cdot y}$ bedeuten. α ist dabei für die Grösse

$$\frac{1}{RC} \cdot \sqrt{\frac{L}{R}} x$$

gesetzt. Durch Reihenentwicklung und gliedweise Integration findet man

$$\frac{1}{\sqrt{\pi \zeta}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{y^2}{4\zeta}} \cdot J_0(2i\sqrt{\alpha y}) dy = 1 + \frac{\alpha^2}{(2!)^2} 2\zeta + \frac{\alpha^4}{(4!)^2} 12\zeta^2 + \dots$$

$$\dots + \frac{1}{\sqrt{\pi \zeta}} \left[2\alpha\zeta + 8 \frac{\alpha^3}{(3!)^2} \zeta^2 + \dots \right]$$

Die Integration über ζ liefert dann schliesslich die Reihe

$$P(x, t) = \tau \cdot P_0 \cdot \sqrt{\frac{L}{R}} \frac{x}{2\sqrt{\pi}} \cdot e^{-\frac{t}{RC}} \left\{ e^{-\frac{Lx^2}{4Rt}} + \frac{x}{(RC)^2} \cdot \sqrt{\frac{L}{R}} \cdot \sqrt{\pi} \cdot \right.$$

$$\left. \left[1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{L}{R}} \frac{x}{2\sqrt{t}} \right) \right] + \frac{x^3}{4!} \frac{1}{(RC)^4} \left(\frac{L}{R} \right)^2 \cdot 2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \sqrt{\frac{R}{L}} \cdot t \cdot \right.$$

$$\left. \left[1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{L}{R}} \frac{x}{2\sqrt{t}} \right) \right] - \frac{x^4}{4!} \left(\frac{L}{R} \right)^2 \cdot \sqrt{t} \cdot \frac{e^{-\frac{Lx^2}{4Rt}}}{(RC)^4} + \frac{x^5}{4!} \cdot \sqrt{\pi} \cdot \sqrt{\frac{L}{R}} \cdot \left(\frac{L}{R} \right)^2 \cdot \right.$$

$$\left. \frac{1}{(RC)^4} \left[1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{L}{R}} \frac{x}{2\sqrt{t}} \right) \right] + \frac{2}{\sqrt{t}} \frac{1}{RC} \cdot e^{-\frac{Lx^2}{4Rt}} + \dots \right\}$$

mit

$$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-u^2} du$$

womit das gestellte Problem theoretisch gelöst ist.

Beim einzigen bis jetzt praktisch durchgerechneten Fall, dessen Konstante so gewählt waren, dass sie grössenordnungsgemäss die Verhältnisse bei einer menschlichen Aorta wiedergeben, zeigte sich, dass die erhaltene Reihe zu langsam konvergiert, um praktisch brauchbar zu sein. Man kann sich in solchen Fällen helfen, indem man das Integral

$$J = \frac{1}{\sqrt{\pi \zeta}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{y^2}{4\zeta}} \cdot J_0(2i \cdot \sqrt{\alpha y}) dy$$

für die gegebenen R , C und L numerisch ermittelt und als Funktion von ζ darstellt. Die Rechnung ergab, dass sich dieses Integral in etwas grober Näherung durch $J = B \zeta^2$ darstellen lässt, sofern man die Druckfunktion nur in dem relativ kleinen Zeitbereich in der Umgebung ihres Maximums genau darzustellen wünscht, was i. A.

durchaus genügt. Unter diesen Umständen erhält man die praktische Näherungsformel

$$P(x, t) \cong P_0 \cdot \tau \cdot e^{-\frac{t}{RC}} \cdot B \left\{ \left[1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{L}{R}} \frac{x}{2\sqrt{t}} \right) \right] \left[2t + \frac{L}{R} x^2 \right] - \sqrt{\frac{L}{R}} \frac{x}{\sqrt{\pi}} \sqrt{t} \cdot e^{-\frac{Lx^2}{4Rt}} \right\} \cdot \text{Konst.}$$

Da B nur als Massfaktor auftritt, kann man sich seine Berechnung auch ersparen, wenn man nur die Gestalt der Druckkurve zu erhalten wünscht. Es steht natürlich nichts im Wege, für das erwähnte Integral auch eine mehrgliedrige Formel zu benutzen, wenn man die Annäherung weiter treiben will.

Über eine elektronische Apparatur zur Messung der dynamischen Elastizität und Viskosität kautschukähnlicher Körper

VON ANDRÉ BETTICHER, VICTOR HARDUNG und JULES MAILLARD
Physiologisches Institut der Universität Fryburg.

Um beispielsweise die im vorhergehenden Referat skizzierte Theorie der Pulswellenausbreitung mit Versuchen am Modell oder am lebenden Objekt zu vergleichen, müssen die Leitungsgrößen L , C und R , d. h. neben der Masse oder Dichte der Füllflüssigkeit der Schlauchleitung die Dehnbarkeit und innere Reibung der Rohrwand bekannt sein. Läuft eine Pulswelle etwa durch einen mit Wasser gefüllten Gummischlauch oder durch eine mit Blut unter einer gewissen Vorspannung (vom mittleren Blutdruck herrührend) gefüllte Arterie, so wird das Wandmaterial mit einer konstanten Spannung belastet der eine „Wechselspannung“ überlagert ist. Da sowohl bei Gummi als bei Arterienwänden die Dehnung nicht dem Hooke'schen Gesetze folgt, muss ein differentieller Dehnungsmodul ermittelt werden, der sich aus dem Amplitudenverhältnis $\Delta P/\Delta l$ ergibt.

Die Messung geschieht praktisch so, dass man einer Probe des zu untersuchenden Materials eine zeitlich periodische Dehnung erteilt und gleichzeitig mit der Dehnung die daraus resultierende Spannung mit Hilfe eines Oszillographen aufzeichnet. Die innere Reibung des untersuchten Materials erhält man dann aus der Phasendifferenz zwischen Dehnung und Spannung. Als Dynamometerfeder dient eine vorgespannte Doppelmembran, deren sehr kleine Auslenkungen

($\sim 10^{-4}$ cm) mit Hilfe eines mechano-elektrischen Übersetzers (mechano-electric transducer) in eine elektrische Spannung umgewandelt wird. In ähnlicher Weise wird auch die Dehnung mit Hilfe eines zweiten Übersetzers in eine elektrische Spannung verwandelt. Die beiden periodisch veränderlichen Spannungen werden über identische Gleichstromverstärker den beiden Plattenpaaren des Oszillographen zugeleitet. Da die elektrischen Übertragungskanäle dieselben Zeitkonstanten aufweisen, braucht man zur Bestimmung der wahren Phasendifferenz nur noch eine einzige Korrektur einzuführen, die sich aus der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Spannungswelle längs des Probekörpers ergibt.

Absorption des Bulles d'Air par l'Eau

par A. PICCARD (Chexbres).

On sait que la diminution de la pression peut provoquer dans l'eau sortant d'une conduite un dégagement d'air sous forme de petites bulles. Si les noyaux de condensation sont suffisamment nombreux, l'eau devient laiteuse et les bulles sont si petites qu'elles mettent plus d'une minute pour une montée de 10 cm. Si l'on secoue vivement pendant une ou deux secondes un verre rempli aux trois quarts de cette eau laiteuse, elle devient instantanément claire, comme par enchantement. Ce phénomène ne provient pas d'une agglomération des petites bulles en quelques grosses bulles, puisque la décantation est la plus rapide si les bulles initiales sont petites. L'explication est donnée par la tension capillaire qui produit une pression inversement proportionnelle aux diamètres des sphères. Ainsi l'air des petites bulles se dissout dans l'eau et diffuse vers les grandes bulles qu'a produites l'agitation et les grandes bulles sont rapidement éliminées par la poussée de l'eau.

Spectres d'excitons dans les cristaux

par S. NIKITINE

Laboratoire de Spectroscopie et d'Optique du Corps Solide
Institut de Physique de l'Université, Strasbourg.

Introduction. L'énergie de l'exciton dans les cristaux se compose, d'une part de l'énergie de translation, d'autre part de l'énergie de liaison trou-électron. Cette dernière admet des valeurs propres comme dans un atome hydrogénoïde¹⁾²⁾. Seul les transitions sans

changement d'énergie de translation, mais avec des changements éventuels d'état de vibration du cristal sont permises. De ce fait, il y a lieu de s'attendre à un spectre d'absorption composé d'une série hydrogénoïde de raies accompagnée éventuellement de satellites de vibration. Le calcul rigoureux de ce spectre est difficile; MOTT³⁾ a effectué un calcul approché de l'énergie de liaison trou-électron en supposant que les deux se trouvent dans un milieu isotrope de constante diélectrique $\epsilon_0 = n^2$ (n indice de réfraction). On trouve

$$E = E_B - \frac{Rch\mu}{n^4m} \frac{1}{k^2}$$

où E_B est l'énergie inférieure de la bande de conduction, R constante

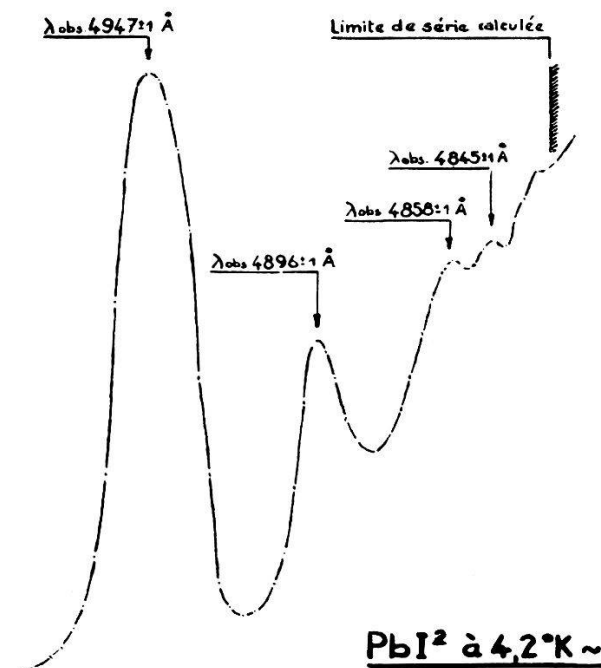


Fig. 1 Courbe densitométrique.

de RYDBERG, c vitesse de la lumière, h constante de PLANCK, μ masse réduite électron-trou, m masse de l'électron, k nombre quantique. Le spectre s'en déduit immédiatement:

$$\nu_{kp} = \nu_{\infty} - \frac{R'}{k^2} \pm p \nu_{iR}; \quad R' = \frac{R\mu}{n^4m}$$

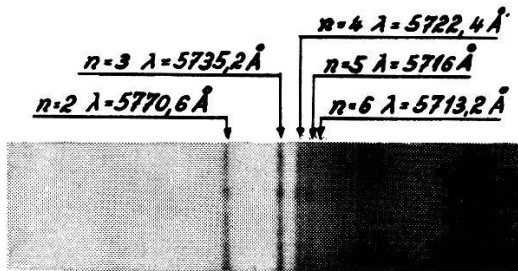
p étant une différence de nombres quantiques de vibration et ν_{iR} le nombre d'onde de la vibration iR du cristal. ν_{∞} est la limite d'un spectre continu.

A cause de la valeur élevée de n^4 , $R' \ll R$.

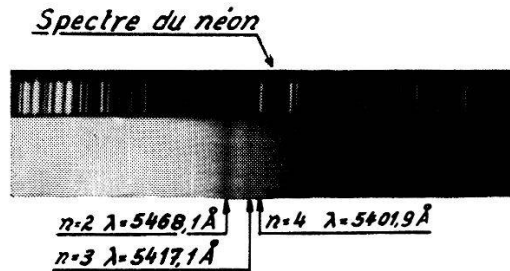
Quand $p \neq 0$, on doit observer des séries hydrogénoïdes se suivant à intervalles réguliers ν_{iR} . La constante de RYDBERG réduite R' n'est pas nécessairement la même dans les séries satellites à cause de la variation de n en fonction de ν (dispersion anormale).

Résultats expérimentaux.

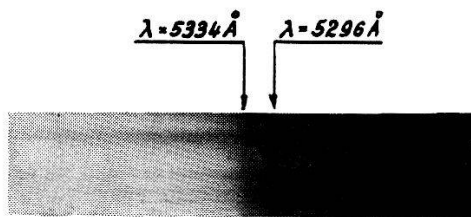
La première observation de spectres de ce genre a été faite indépendamment en 1952 par GROSS et KARRYEFF⁴), HAYASHI⁵) et en 1953 au laboratoire de l'auteur⁶). Les résultats obtenus par le groupe de Strasbourg sont résumés dans ce qui suit. Les expériences ont été faites à Strasbourg et au laboratoire des basses températures du C.N.R.S. à Bellevue, en collaboration avec Mme L. COUTURE et MM. G. PERNY, M. SIESKIND et R. REISS.



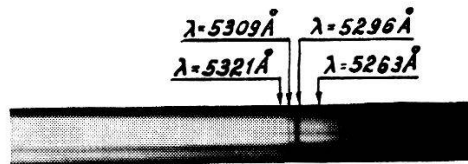
Série jaune de l'exciton dans Cu²O à 4,2°K.



Série verte de l'exciton dans Cu²O à 4,2°K.



Raies principales ordinaire (5334 Å) et extraordinaire (5296 Å) de l'exciton dans HgI₂ à 4,2°K



Raies du spectre extraordinaire de l'exciton dans HgI₂ à 4,2°K.

Cu₂O. Les résultats les plus frappants sont obtenus avec Cu₂O. Trois séries hydrogénoïdes ont été observées. L'existence de deux autres est possible. Les trois premières sont très correctement représentées par les formules (en cm⁻¹)⁶ 7).

	N ₂ liquide	He liquide
Serie rouge	$\nu_k = 16436 - \frac{475}{k^2}$	
Serie jaune	$\nu_k = 17459 - \frac{795}{k^2}$	$\nu_k = 17525 - \frac{780}{k^2}$
Serie verte	$\nu_k = 18514 - \frac{1252}{k^2}$	$\nu_k = 18598 - \frac{1242}{k^2}$

On voit que l'intervalle moyen entre ces séries est $\Delta\nu_\infty = 1040 \text{ cm}^{-1}$ alors que $\nu_{iR} \simeq 1100 \text{ cm}^{-1}$. Cette comparaison donne un argument en faveur d'une structure de vibration. Comme nous

l'avons vu plus haut, le fait que R' diffère pour les trois séries n'est qualitativement pas contraire à cette interprétation. La variation thermique de la position de ces séries a été étudiée; elle est considérable⁸⁾. Cu_2O est, pour le moment, le seul exemple d'un corps montrant plusieurs séries de l'exciton.

PbI_2 . Pour ce corps, on a observé avec une lame polycristalline et dans He liquide, une série hydrogénoïde précédée d'une raie $\lambda = 4947 \text{ \AA}$ ⁹⁾

$$\nu_k = 20711 - \frac{1144}{k^2} \text{ cm}^{-1} \quad k = 2, 3, 4, 5, 6$$

L'étude de lames monocristallines de PbI_2 perpendiculaires à l'axe est en faveur de l'attribution de la série au spectre extraordinaire

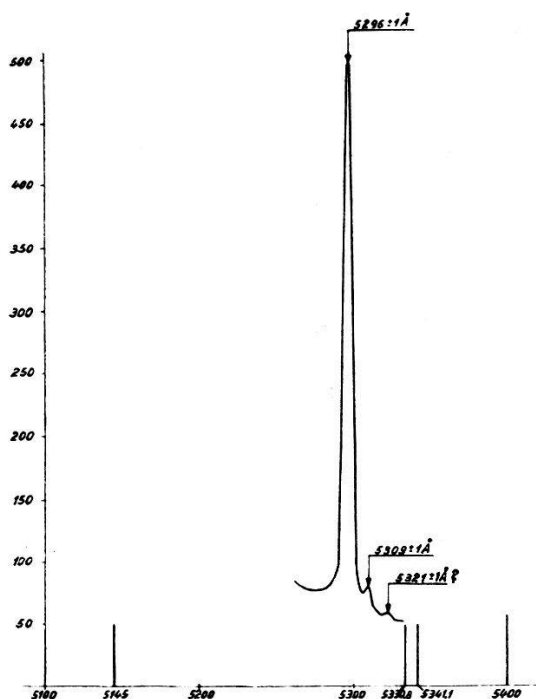
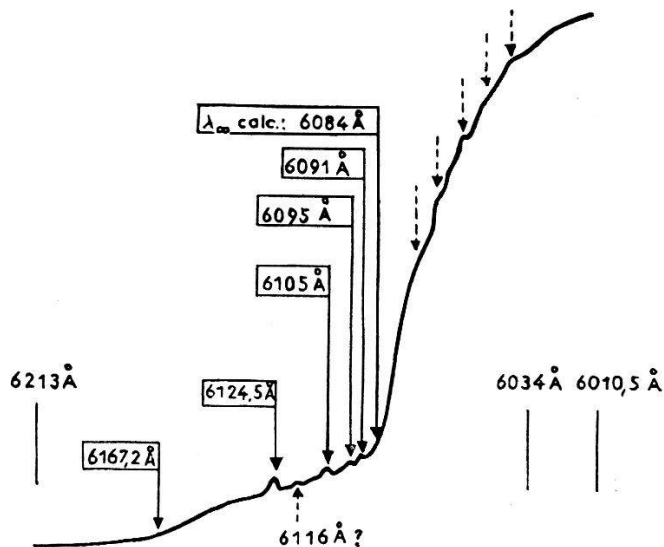


Fig. 5 - Courbe densitométrique des 3 raies extraordinaires de HgI_2 à 4.2°K .

et de la raie précédant la série au spectre ordinaire. Elle se placerait d'ailleurs au bord d'un spectre continu. Des échantillons particulièrement bons nous ont permis d'observer des spectres cannelés dont les franges convergent vers la raie limitant le spectre ordinaire. On en a déduit la dispersion anormale de PbI_2 ¹⁰⁾.

HgI_2 . Le spectre de HgI_2 est également dichroïque et assez compliqué¹¹⁾. Nous avons observé dans He liquide dans le spectre extraordinaire une raie fine très intense et trois autres raies: $\lambda = 5296 \text{ \AA}$ et $\lambda = 5309 \text{ \AA}$, $\lambda = 5321 \text{ \AA}$, $\lambda = 5263 \text{ \AA}$. Dans le spectre ordinaire, on observe une raie très intense $\lambda = 5334 \text{ \AA}$ assez large au bord d'un

spectre continu un peu moins intense. On n'arrive à observer la raie ordinaire séparément qu'en croisant l'analyseur avec l'axe du cristal à un angle assez faible, dans quel cas on observe en même temps les raies extraordinaires et la raie ordinaire. Une théorie approchée



Courbe densitométrique de la série rouge de Cu_2O .

permet de prévoir, pour des cristaux uniaxes, un spectre en accord qualitatif avec l'observation¹²⁾. Une forte variation thermique de la position des raies a été observée¹³⁾.

Un certain nombre de corps sont à l'étude et quelques-uns d'entre eux donnent des indications en faveur de spectres de raies.

Littérature.

- 1) J. FRENKEL, Phys. Rev. **37**, 17 (1931).
- 2) PÉIERLS, Ann. Physik, **13**, 905 (1932) et WANNIER, Phys. Rev. **52**, 191 (1937).
- 3) N. F. MOTT et R. W. GURNEY, Electronic Processes in Ionic Crystals (Oxford).
- 4) E. F. GROSS et KARRYEFF, Doklady URSS **84**, 261 (1952), voir aussi les nombreuses publications ultérieures de Gross et Col.
- 5) MASAKAZU HAYASHI, J. Fac. Sc. Hokkaido Univ. II, **4**, 107 (1952). – MASAKAZU HAYASHI et KIICHIRO KATSUKI, J. of Phys. Soc. Japan **7**, 599 (1952).
- 6) S. NIKITINE, G. PERNY et M. SIESKIND, C. r. Acad. Sci. **238**, 67–69 (1954); J. de Phys. **15**, 18 S. (1954).
- 7) S. NIKITINE, L. COUTURE, M. SIESKIND et G. PERNY, C. r. Acad. Sci. **238**, 1786 (1954). – S. NIKITINE, R. REISS et G. PERNY, C. r. Acad. Sci. **240**, 505 (1955). – S. NIKITINE, G. PERNY et M. SIESKIND, C. r. Acad. Sci. **239**, 247 (1954).
- 8) S. NIKITINE, M. SIESKIND et G. PERNY, C. r. Acad. Sci. **238**, 1987 (1954). Voir aussi 7) 2^e publ.
- 9) S. NIKITINE et G. PERNY, C. r. Acad. Sci. **240**, 64 (1955).
- 10) S. NIKITINE et G. PERNY, C. r. Acad. Sci. Sous presse.
- 11) S. NIKITINE et M. SIESKIND, C. r. Acad. Sci. **240**, 1324 (1955).
- 12) S. NIKITINE, C. r. Acad. Sci. **240**, 1415 (1955).
- 13) Voir 7) 1^{re} publ.

Sur l'importance et l'origine des modes de description des effets magnétogalvaniques

par ALBERT L. PERRIER (Lausanne).

I. Rappel de quelques résultats d'expériences. — La «conductivité magnétogalvanique» γ_y des milieux ferromagnétiques purs s'élève régulièrement et avec l'accroissement de l'aimantation spontanée et avec l'abaissement de la température¹⁾ en contraste frappant avec les variations compliquées de la grandeur $R\vec{H}$ (resp. $R\vec{J}$, «résistance magnétogalvanique transversale ρ_y ») utilisée traditionnelle-

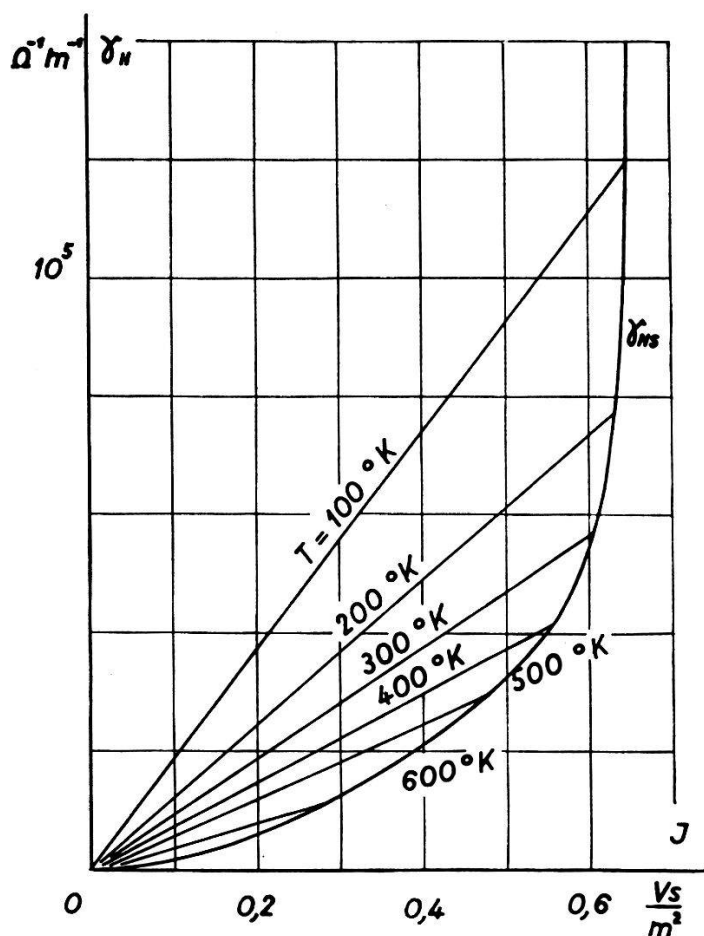


Fig. 1.

ment. Ce même résultat a été obtenu sur des ferronickels irréversibles (ASCHER). Toutes ces expériences font ressortir la part capitale imputable à la résistivité ρ_x dans les valeurs de la grandeur R (constante de HALL).

Or, des recherches récentes ont ajouté de remarquables clarifications en changeant outre la *fonction* représentative aussi la *variable indépendante*, en substituant à la température l'aimantation spontanée J_s .

On s'en convaincra en considérant la figure 1 empruntée à un travail de J.-P. JAN²⁾. Les isothermes (rectilignes, en accord avec la théorie) tournent avec une remarquable régularité et le lieu de leurs extrémités est la fonction de J_s dont la pente elle-même présente une croissance continue et doit tendre vers l' ∞ au zéro absolu.

On en pourrait tirer par exemple les deux dérivées $(\partial\gamma_y/\partial t)_J$ vers les très basses températures, et $(\partial\gamma_y/\partial J_s)_t$ au voisinage immédiat du point de Curie, lesquelles sont inaccessibles avec d'autres représentations. Ce même type de diagramme a été appliqué avec un succès décisif par E. ASCHER³⁾ à ses expériences sur les ferronickels irréversibles. Nonobstant l'extraordinaire complexité inhérente aux manifestations de l'hystérèse thermique, il lui a permis de découvrir la relation $\Delta\gamma_y/\Delta J_s = C$ à température constante, d'où l'on peut prévoir $\gamma_y = CJ_s + f(t)$, C étant indépendante de t . Un diagramme d'ensemble (fig. 2a et 2b extraites des C.R. Acad. Sci. Paris⁴⁾) fait ressortir les contrastes entre les divers modes de représentation.

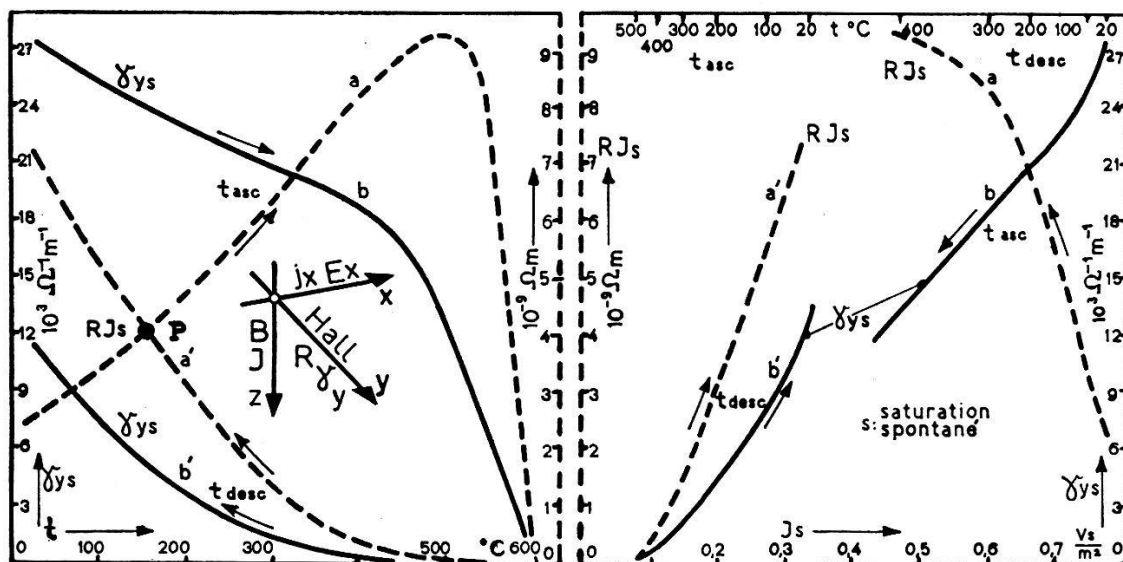


Fig. 2a.

Fig. 2b.

Le fait paradoxal suivant s'y détache particulièrement. Dans son expression habituelle en RJ , l'effet HALL peut apparaître notablement plus intense en des états à aimantation plus faible, ces états étant cependant à température égale (voir fig. 2a intersection P de la branche ascendante avec la branche descendante). Les énigmes posées par l'irréversibilité sont des pseudoénigmes, elles se dénouent à l'aide des modes nouveaux de description. Ainsi du paradoxe ci-dessus signalé: nous basant sur l'équation dès longtemps publiée par nous:

$$e_y/\gamma_y = e_x^2$$

*

il suffit de se rappeler que l'irréversibilité ferromagnétique spontanée de la résistivité se manifeste par des valeurs de ρ_x beaucoup plus fortes sur les descendantes thermiques que sur les ascendantes; dès lors, γ_y variant, elle, régulièrement, l'irréversibilité de ρ_x se répercute sur ρ_y , considérablement amplifiée encore par la liaison quadratique.

II. Considérations d'ordre général. – Les recherches expérimentales dont sont extraits les quelques exemples évoqués ont toutes été entreprises en vue de résoudre des problèmes posés par les idées théoriques formulées dès longtemps par l'auteur de la communication. Celles qui sont utilisées ici sont donc quant à l'essentiel: la conductivité magnétogalvanique transversale γ_y , laquelle a fait reconnaître la part considérable de la résistivité dans l'expression classique de l'effet HALL. Puis, et indépendamment de γ_y , grandeur d'usage tout à fait général, l'adjonction de l'*hypothèse de la spontanéité* des effets dans les milieux ferromagnétiques.

Telles qu'appliquées au calcul des données immédiates de l'expérience, ces notions peuvent de prime abord apparaître comme des purement formelles. Le but essentiel du présent exposé est de souligner une fois de plus qu'il n'en est nullement ainsi. Ces transformations *sont le fruit de conceptions à caractère proprement physique*, dont en particulier celle d'*autocourants* (courants sans composante de champ électrique dans leur direction) laquelle peut notamment se substituer avec avantage à la notion classique de *force électromotrice* pour le traitement de problèmes de thermoélectricité et de magnétogalvanisme.

Voici encore un autre aspect, épistémologique, du caractère de la description physique contenue dans les formules établies pour le magnétogalvanisme: Champ électrique et champ magnétique y sont envisagés comme des *contraintes* d'origine «extérieure» (vide) appliquées simultanément à la *matière*; les réactions de celle-ci sont alors les *courants* (transversaux comme aussi d'ailleurs *longitudinaux*), ces réactions englobant ainsi aussi bien les effets du type HALL que ceux de la «magnétorésistance».

Tandis que la description traditionnelle choisit comme grandeurs de départ à côté du champ magnétique le courant (substrat matériel), les *champs électriques* se présentent alors comme *effets*. Entre les deux points de vue, il y a, comme relevé déjà antérieurement ailleurs, un *renversement partiel de causalité*.

On peut rapprocher de ces considérations celles qui apparaissent naturelles, voire familières, dans d'autres domaines: appliquons par exemple à un solide des actions d'ordre mécanique, électrique, ...

elles sont pour chacun des *contraintes* extérieures, des «causes», lesquelles provoquent des *déformations* (acception large) soit des états particuliers de la matière, *effets* immédiats qui entraînent éventuellement d'autres «effets», polarisation, biréfringence... Et rien ne s'opposerait *formellement* à envisager la biréfringence ou la polarisation comme *variables indépendantes*, la déformation et la contrainte mécanique comme fonctions, au moins si leurs liaisons sont univoques..., mais si l'on doit considérer des phénomènes irréversibles (plastiques)?...

Il n'est guère nécessaire d'insister; chacun, pensons-nous, envisagera la première description (contraintes → déformations → modifications électriques et optiques...) comme plus *rationnelle*, et de fait les lois expérimentales y gagneront des formes plus claires. Parallèlement, un progrès considérable acquis dans la connaissance du magnétogalvanisme à l'aide de nos modes de description particuliers légitime l'opinion que ces modes sont les plus *rationnels*.

Or, un des objectifs essentiels que l'auteur s'assignait était de poser à l'expérience d'abord, à l'élaboration de théories de détail (microphysiques) ensuite, des questions dans les directions les plus probablement fécondes.

On a vu, en ce qui touche les *aspects expérimentaux*, que les réponses sont nettement favorables. Mais il semble bien qu'il doive en être également ainsi quant aux *mécanismes microphysiques*. Récemment en effet, KARPLUS et LUTTINGER⁵⁾ ont pu prévoir par le calcul un effet HALL de l'ordre de grandeur de celui des ferromagnétiques; un point de départ essentiel de leur déduction est un couplage spin-orbite. Et il est particulièrement remarquable que le résultat *immédiat* de leurs déductions est précisément un *courant*, non une force électromotrice. Pour atteindre leur objectif, cette force électromotrice, les auteurs doivent introduire après coup résistance et champ électrique transversal; et leur raisonnement à cette fin se trouve être celui-là même dont nous nous sommes servi pour relier la description par auto-courant à celle par force électromotrice. La résistance ne joue en réalité aucun rôle dans le calcul microphysique des savants américains.

Il y a dans cette convergence de voies d'origines éloignées un appui précieux de la manière rappelée ici d'envisager le magnétogalvanisme. Mais il importe de se souvenir que cette manière ne se limite nullement au *ferromagnétisme*; son implication, par exemple, l'influence de la *résistance* sur la f. e. m. de HALL, est *tout à fait générale*; ses avantages, pour être moins immédiatement visibles avec les milieux non ferromagnétiques, s'y retrouvent avec netteté.

Littérature:

- 1) Voir notamment J.-P. JAN, Effet Hall et température dans les conducteurs ferromagnétiques *Helv. Phys. Acta* **25**, 672 (1952) et d'autres travaux parus ou à paraître de R. GAILLE, R. DE MANDROT, W. POPPELBAUM, E. ASCHER.
- 2) J.-P. JAN, loc. cit. – La figure ci-dessus n'a pas été insérée dans le texte imprimé lequel est très condensé. Elle se trouve dans un mémoire dactylographié étendu, déposé à la Bibliothèque Cantonale et universitaire de Lausanne.
- 3) E. ASCHER, *Helv. Phys. Acta* **27**, 206 (1954), même auteur article détaillé à paraître in *Helv. Phys. Acta*.
- 4) A. L. PERRIER et E. ASCHER, *C. R. Acad. Sci. Paris*, **240**, 1066 (1955).
- 5) R. KARPLUS et J.-M. LUTTINGER, Hall effect in Ferromagnetics, *Phys. Rev.* **95**, 1154–1160 (1954).

Principe d'une méthode de mesure directe de l'aimantation normale à des lames ferromagnétiques minces

par ALBERT PERRIER (Lausanne).

Des recherches magnétogalvaniques actuelles sur lames ferromagnétiques exigent la connaissance exacte de l'aimantation *normale à leur plan*. On ne dispose jusqu'ici que de procédés indirects qui interdisent notamment de relever sa valeur sur les échantillons d'essai eux-mêmes et dans des conditions identiques.

La communication décrit une voie que l'auteur se propose de suivre dans de prochaines recherches pour satisfaire à ces conditions.

On installe un solénoïde potentiométrique¹⁾ de construction ad hoc en sorte que ses extrémités se situent dans l'axe de l'entrefer de l'électro de part et d'autre de la lame d'essai. On exécute alors les opérations suivantes:

1. Mesure des champs dans l'entrefer.
2. Mesure de la différence de potentiel magnétique entre les extrémités du solénoïde en l'absence de lame.
3. id., l'échantillon d'essai étant en place.
4. id., l'échantillon étant remplacé par un autre de grande susceptibilité (fer très doux, permalloy) et de caractéristiques géométriques identiques. Toutes ces observations sont du type fluxmétrique, de préférence à l'aide d'un seul appareil. On établit l'équation

$$\Phi = n S (\vec{H}_e z + 2 \vec{H}_1 \Delta z - 4 \pi \vec{J} \delta z)$$

\vec{H}_e = champ de l'aimant,

\vec{H}_1 = champ de la lame,

\vec{J} son intensité d'aimantation.

$n, S, z, \Delta z, \delta z$, éléments géométriques du potentiomètre et de la lame. \vec{J} se calcule finalement en fonction de H_e et des flux. 2,3,4 introduits successivement dans l'expression ci-dessus de Φ . Le procédé expérimental choisi a entre autres pour avantage celui de dispenser de toute détermination des constantes géométriques.

La méthode doit être particulièrement précieuse pour la détermination malaisée des parts «champ» et «aimantation» dans les ferromagnétiques (effets «ordinaire» et «extraordinaire» de la bibliographie américaine récente).

On trouvera très prochainement un exposé détaillé dans Helv. Phys. Acta.

Littérature.

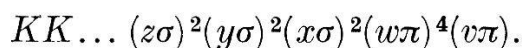
¹⁾ A. P. CHATTOCK, Phil. Mag. **24**, 94 (1887).

Die Identifizierung von Bandenspektren ionisierter Moleküle

von K. DRESSLER (Basel).

Emissionsspektren von zweiatomigen Ionen können im Geisslerrohr angeregt werden, wenn Helium als Entladungsträger verwendet wird. Aus dem Stossprozess $\text{He}^+ + AB \rightarrow AB^+ + \text{He}$ kann das Molekül-Ion in einem angeregten Zustand hervorgehen, denn die Differenz der Ionisierungsenergie von Helium: $I(\text{He}) = 24,6$ eV gegenüber der des Moleküls genügt für die Anregung aller bekannten Ionenterme. Ersetzt man Helium durch ein schwereres Edelgas, so gilt dies nicht mehr unbedingt, und bereits Krypton, mit $I(\text{Kr}) = 14,0$ eV, vermag keine Ionenspektren mehr anzuregen. Anregungsteste mit verschiedenen Edelgasen bilden deshalb eine wertvolle Hilfe bei der Identifizierung von Spektren, bei welchen als Träger ein Ion in Frage kommt.

Die Ionen NO^+ , NS^+ , PO^+ , PS^+ sind hier kürzlich spektroskopisch nachgewiesen worden^{1) 2) 3)}. Die entsprechenden neutralen Moleküle besitzen im Grundzustand bis auf die Zahl der abgeschlossenen L -Schalen die gleiche Elektronenkonfiguration:



Im Grundterm des Ions fehlt das stark lockernde $v\pi$ -Elektron, was sich in einer deutlich grösseren Bindung äussert. Experimentell findet man die folgenden Verhältnisse zwischen der Kraftkonstante des Ions und derjenigen des Moleküls ($k_e = 4 \pi^2 c^2 \mu \omega_e^2$):

$$\frac{k_e''(\text{NO}^+)}{k_e''(\text{NO})} = 1,55, \quad \frac{k_e''(\text{PO}^+)}{k_e''(\text{PO})} = 1,30, \quad \frac{k_e''(\text{PS}^+)}{k_e''(\text{PS})} = 1,30.$$

Der beobachtete angeregte Zustand des Ions entsteht aus dem Molekül-Grundterm durch Ablösung eines bindenden $x\sigma$ - oder $w\pi$ -Elektrons. Die mit diesem Prozess verbundene Bindungsabnahme kommt entsprechend in den folgenden Quotienten zum Ausdruck:

$$\frac{k_e'(\text{NO}^+)}{k_e''(\text{NO})} = 0,71, \quad \frac{k_e'(\text{NS}^+)}{k_e''(\text{NS})} = 0,67, \quad \frac{k_e'(\text{PO}^+)}{k_e''(\text{PO})} = 0,69, \quad \frac{k_e'(\text{PS}^+)}{k_e''(\text{PS})} = 0,67.$$

Auch die Dissoziationswärme zeigt im Vergleich zwischen Molekül und Ion die lockernde Wirkung des $v\pi$ -Elektrons. Man findet z. B. bei NO die Differenz $\mathbf{D}''(\text{NO}^+) - \mathbf{D}''(\text{NO}) = 4,2$ eV. Es wird interessant sein, $\mathbf{D}''(\text{PO}^+)$ zu bestimmen und mit der Dissoziationswärme des PO-Moleküls zu vergleichen, für welche jetzt ein zuverlässiger Wert ermittelt werden konnte. Die neue Vibrationsanalyse der β -Banden von PO³⁾ zeigt definitiv, dass diese ein einheitliches System ($B - X^2II$) bilden, dessen Nulllinien durch folgende Formel dargestellt werden:

$$\nu = \begin{cases} 30\ 841,3 & + 1166,2 (v' + \frac{1}{2}) - 14,10 (v' + \frac{1}{2})^2 \\ 30\ 618,7 & - 1232,5 (v'' + \frac{1}{2}) - 6,50 (v'' + \frac{1}{2})^2. \end{cases}$$

Die Schwingungsquanten des B -Terms konvergieren rasch gegen eine Dissoziationsgrenze bei $55\ 000\ \text{cm}^{-1}$ oberhalb $v' = 0$ von X^2II . Das gleiche Niveau wird auch als Prädissociationsgrenze im kürzlich gefundenen E -Term³⁾ beobachtet. Die wahrscheinlichste Zuordnung dieser Grenze erfolgt zu den Dissoziationsprodukten $\text{P}(^2D) + \text{O}(^3P)$. Daraus ergibt sich für den Grundzustand von PO die Dissoziationswärme $\mathbf{D}''(\text{PO}) = 5,4$ eV.

Literatur.

- 1) P. BAER und E. MIESCHER, Helv. Phys. Acta **26**, 91 (1953).
- 2) K. DRESSLER und E. MIESCHER, Proc. Phys. Soc. London **68**, 542 (1955).
- 3) Eine ausführliche Arbeit wird bald in dieser Zeitschrift erscheinen.

Effektive Massen und magnetische Eigenschaften von Halbleitern

CH. ENZ (ETH., Zürich).

(erscheint demnächst ausführlich in den H.P.A.)

Ladungsträger-Suszeptibilität des Germaniums

G. BUSCH und N. HELFER (ETH., Zürich).

(Eine ausführliche Arbeit erscheint später.)

Mangan-Störstellen im grauen Zinn

von G. BUSCH und K. A. MÜLLER (ETH., Zürich).

Der Halleffekt an α -Sn mit verschiedener Konzentration von zulegiertem Mn wurde zwischen 90°K und 260°K gemessen. Die Konzentrationen der verschiedenen Proben betragen: Mn 1: $4,35 \cdot 10^{20}\text{ At/cm}^3$, Mn 2: $1,45 \cdot 10^{20}\text{ At/cm}^3$, Mn 4: $1,45 \cdot 10^{19}\text{ At/cm}^3$. Die Messung erfolgte nach einer Wechselstrommethode ¹⁾ mit dem von BUSCH, WIELAND und ZOLLER²⁾ für α -Sn-Pulver konstruierten Halter. Die Proben waren dieselben, welche BUSCH und MOOSER³⁾ bei ihren Suszeptibilitätsmessungen verwendeten. Das Zinn stammt von Johnson und Matthey Ltd., London (JM III). Messungen an

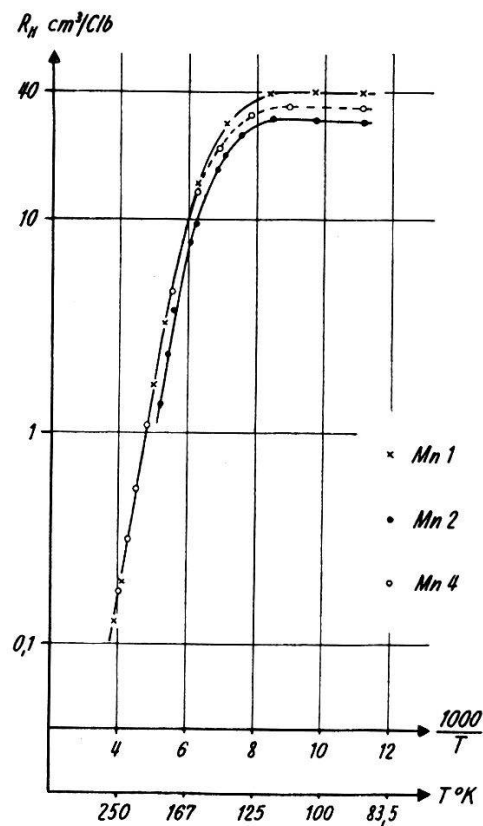


Fig. 1.

JM III⁴⁾ zeigen, dass dieses n -Typ ist und sich mit $1,8 \cdot 10^{18}$ Aluminium-Atomen kompensieren lässt. Nimmt man an, dass jedes Aluminiumatom als Akzeptor wirkt, so erhält man als obere Grenze der elektrisch wirksamen Störstellenkonzentration des reinen JM III $1,8 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$. Die Hallkonstante bei Stickstofftemperatur des reinen JM III beträgt $24\text{ cm}^3/\text{Clb}$; daraus erhält man als untere Grenze der Störstellenkonzentration $3 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$.

Die Hallkonstante der Probe Mn 4 stimmt innerhalb der Fehlergrenze mit derjenigen von reinem α -Sn (JM III) überein. Die Hall-

konstante der Proben Mn 1 und Mn 2 ist positiv; das zulegierte Mn im grauen Zinn wirkt somit als schwacher Akzeptor. Aus der Hallkonstanten bei Stickstofftemperatur der Probe Mn 1 errechnet sich die untere Grenze der Akzeptorenwirksamkeit von Mn zu 1,4‰. Benützt man die kleinere Hallkonstante von Probe Mn 2 bei 90° K, so erhält man als obere Grenze der Akzeptorenwirksamkeit 2,4‰.

Die erhaltenen Resultate stützen somit die auf Grund der Suszeptibilitätsmessungen von BUSCH und MOOSER³⁾ erfolgte Annahme, dass das Mn im α -Sn auf Gitterplätzen eingebaut ist. Dieser Einbau besteht bei weissem Zinn nicht⁵⁾. Die Löslichkeit von Mn im grauen Zinn ist also bedeutend höher als im Germanium⁶⁾. Die Suszeptibilität an der 2 Jahre alten Probe Mn 2 wurde erneut gemessen⁷⁾. Der Verlauf der Temperaturabhängigkeit ist der gleiche wie bei BUSCH und MOOSER³⁾.

Literatur.

- 1) K. A. MÜLLER und J. WIELAND, *Helv. Phys. Acta* **27**, 690 (1954).
- 2) G. BUSCH, J. WIELAND und H. ZOLLER, *Helv. Phys. Acta* **23**, 528 (1950).
- 3) G. BUSCH und E. MOOSER, *Helv. Phys. Acta* **26**, 652 (1953).
- 4) G. BUSCH und J. WIELAND, *Helv. Phys. Acta* **26**, 703 und 708 (1953).
- 5) R. HILSCH, Göttingen, pers. Mitteilung.
- 6) H. H. WOODBURY and W. W. TYLER, *Bull. Am. Phys. Soc.* 30/2, F 1 (1955).
- 7) M. WALTER, Diplomarbeit 1955.

Graphische Behandlung der Entartung eines Eigenhalbleiters

von G. BUSCH (ETH., Zürich).

Die Berechnung der Konzentration der Elektronen und Löcher sowie der ionisierten Donatoren bzw. Akzeptoren eines Halbleiters ist analytisch nur solange möglich, als keine Entartung vorliegt. Die strenge Lösung der Neutralitätsbedingung im Falle der Entartung erfordert graphische Methoden, wie sie z. B. von SHOCKLEY¹⁾, LEHOVEC und KEDESY²⁾, LANDSBERG, MACKAY und McRONALD³⁾ und MOOSER⁴⁾ beschrieben worden sind. Das Moosersche Gerät löst die Aufgabe für alle praktisch bedeutsamen Bedingungen und ist hinsichtlich seiner allgemeinen Verwendbarkeit unübertroffen.

Naturgemäss lassen sich die speziellen Fälle der reinen Eigenleitung, bzw. der reinen Störleitung etwas einfacher und anschaulicher behandeln, besonders dann, wenn es sich darum handelt, einen raschen Überblick zu gewinnen oder das Auswerteverfahren z. B. im Unterricht zu demonstrieren.

Reine Eigenleitung bedeutet, dass für alle Temperaturen die Konzentration n_i der Elektronen gleich der Konzentration p_i der Löcher ist, d. h.

$$n_i = p_i \quad (1)$$

Für nichtentartete Energieflächen und die üblichen Ansätze für die Eigenwertdichte folgt aus (1) die Beziehung

$$F_{1/2}(\alpha) = \frac{3}{2} \ln \frac{f_n}{|f_p|} + F_{1/2}\left(-\alpha - \frac{1}{\vartheta_i}\right) \quad (2)$$

Dabei ist:

$$F_{1/2}(\eta) = \int_0^\infty \frac{x^{1/2} dx}{e^{x-\eta} + 1} \quad \alpha = \frac{\zeta - E_{on}}{kT}; \quad \vartheta_i = \frac{kT}{\Delta E_i}$$

und die eingeführten Symbole haben die folgende Bedeutung:

E_{on} : unterer Rand des Leitungsbandes.

ζ : Grenzenergie der Fermi-Verteilung.

ΔE_i : Aktivierungsenergie der Eigenleitung bei der Temperatur T .

f_n, f_p : mittlere Freiheitszahl der Elektronen bzw. Löcher.

Die Gleichung (2) wird mit Hilfe eines Rechenschieberartigen Gerätes gelöst. Die Funktion $F_{1/2}(\alpha)$ wird in logarithmischem Massstab auf eine feste, transparente Platte eingezeichnet, die ausserdem einen logarithmischen Maßstab für das Verhältnis der Freiheitszahlen $f_n/|f_p|$ trägt. Ein parallel zur Ordinatenachse beweglicher Schieber trägt die Kurvenschar $F_{1/2}(-\alpha - 1/\vartheta_i)$ mit ϑ_i als Parameter und Mass für die Temperatur, und eine Marke, die gestattet, verschiedene Werte des Freiheitszahlen-Verhältnisses einzustellen. Liegt dieses fest, so kann aus den Schnittpunkten der Kurve $F_{1/2}(\alpha)$ mit der Kurvenschar $F_{1/2}(-\alpha - 1/\vartheta_i)$ der Wert für $F_{1/2}(\alpha)$ für jeden Wert ϑ_i sofort abgelesen und die Elektronen- und Löcher-Konzentration aus der Beziehung

$$n_i = p_i = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m\Delta E_i}{\hbar^2 f_n} \right)^{3/2} \vartheta_i^{3/2} \cdot F_{1/2}(\alpha)$$

berechnet werden. Der Einfluss der Entartung, d. h. die Abweichung von der Maxwell-Boltzmann-Statistik tritt unmittelbar zutage.

Literatur.

- 1) W. SHOCKLEY, *Electrons and holes in Semiconductors*, 1950.
- 2) K. LEHOVEC & H. KEDESY, *J. appl. Phys.* **22**, 65 (1951).
- 3) P. T. LANDSBERG, R. W. MACKAY and A. D. MCRONALD, *Proc. Phys. Soc.* **64**, 476 (1951).
- 4) E. MOOSER, *Z. angew. Math. und Phys.* **4**, 433 (1953).

(γ, α)-Prozesse an schweren Kernen

von P. ERDÖS, P. JORDAN und P. STOLL.
(Physikalisches Institut der ETH., Zürich).

Die (γ, n)- und (γ, p)-Querschnitte zahlreicher Elemente sind schon gemessen worden. Im Hinblick auf die Aussagen der statistischen Kerntheorie in bezug auf die Emissionswahrscheinlichkeit verschiedener Teilchen aus angeregten Kernen ist es interessant auch die (γ, α)-Querschnitte zu bestimmen.

Besonders für schwere Kerne sind diese Querschnitte — vom Standpunkt der experimentellen Nachweisbarkeit aus betrachtet — ausserordentlich klein.

Mit Hilfe von Kodak NT1a-Kernemulsionen, die an Stelle von AgBr das Halogenid AgCl enthielten, konnte durch Bestrahlung am 31,5 MeV Betatron, folgender integrierter Wirkungsquerschnitt für natürliches Cl gefunden werden:

$$\sigma [Cl(\gamma, \alpha)P] = 13 \pm 2 \text{ MeV mb.}$$

Mit dem Wert

$$\sigma [Cl^{37}(\gamma, \alpha)P^{33}] = 14,1 \text{ MeV mb.}^1)$$

ergibt sich somit

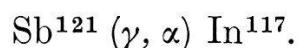
$$\sigma [Cl^{35}(\gamma, \alpha)P^{31}] = 13 \pm 3 \text{ MeV mb.}$$

Der Querschnitt der Reaktion $Ag^{109}(\gamma, \alpha)Rh^{105}$ wurde durch Bestrahlung von 100 g chemisch reinen Silbers am 31,5 MeV Beta-tron gemessen, und auf den bekannten²⁾ (γ, n)-Querschnitt des Cu^{65} bezogen. Die nach der chemischen Trennung³⁾ verbleibende Aktivität wies eine Halbwertszeit von 41 ± 4 h auf und wird dem Rh^{105} zugeschrieben.

Es ergab sich

$$\sigma [Ag^{109}(\gamma, \alpha)Rh^{105}] = 0,2 \pm 0,05 \text{ MeV mb.}$$

Die Bestrahlung von 10 g Antimon am 31,5 MeV Betatron gestattete die Entdeckung der Reaktion:



Das bestrahlte Antimon wurde in Königswasser aufgelöst. Nach Zugabe von 10 mg In als Träger das Sb als Oxyd und Sulfid mit Na_2S gefällt. Weitere Fällungen unter Zugabe von inaktivem Sb mit H_2S gestatteten die Entfernung der durch (γ, n)-Prozesse ent-

stehenden aktiven Antimonisotope. Schliesslich wurde durch Neutralisation mit Ammoniak das Indium als $\text{In}(\text{OH})_3$ gefällt.

Die β -Aktivität des Endproduktes wies die bekannte Halbwertszeit von 2h des In^{117} auf. Der Aktivitätsvergleich mit den mitbestrahlten Cu-Monitorfolien ergab den bis 31,5 MeV integrierten Querschnitt:

$$\sigma [\text{Sb}^{121} (\gamma, \alpha) \text{In}^{117}] = 0,4 \pm 0,2 \text{ MeV mb.}$$

Literatur.

- ¹⁾ R. B. HOLTZMAN und N. SUGARMAN, Phys. Rev. **87**, 633 (1952).
- ²⁾ H. E. JOHNS, L. KATZ, R. A. DOUGLAS und R. N. H. HASLAM, Phys. Rev. **80**, 1062 (1950).
- ³⁾ H. DE LABOULAYE und J. BEYDON, C. R. Acad. Sc. **239**, 411 (1954).
- ⁴⁾ L. H. GREENBERG, J. G. V. TAYLOR und R. N. H. HASLAM, Phys. Rev. **95**, 1540 (1954).

Untersuchung des Zerfalls von Co^{61} im Szintillationsspektrometer

von P. ERDÖS, P. JORDAN, D. MAEDER und P. STOLL.
(Physikalisches Institut der ETH., Zürich).

Im Laufe der Untersuchungen von (γ, α) -Prozessen konnte das Isotop Co^{61} in einer Menge hergestellt werden, die eine Analyse der bisher unsicheren γ -Strahlung gestattet.

Ein Mol reinstes metallisches Kupfer wurde am Betatron des Kantonsspitals Zürich mit einer Grenzenergie von 31,5 MeV während 2 Stunden bestrahlt. Das mit ca. 1000 r bestrahlte Kupfer weist eine hohe Aktivität infolge der durch (γ, n) -Prozesse entstehenden Isotope Cu^{62} (β^+ , $T = 10,1$ m) und Cu^{64} (β^+ und β^- , $T = 12,8$ h) auf. Um die Aktivität des Co^{61} zu untersuchen, welches mit einem integrierten Wirkungsquerschnitt von 0,08 MeVb aus Cu^{65} durch den (γ, α) -Prozess entsteht, wird das Co vom Cu chemisch abgetrennt. Zu diesem Zweck wurden dem in Königswasser aufgelösten Cu 5 mg Co als Träger zugefügt. Die Hauptmenge des Cu konnte daraufhin mittels KSCN als Cu-Rhodanid gefällt werden. Die Fällung des restlichen Cu erfolgte mit H_2S . Durch mehrmalige Zugabe von 100 mg inaktivem Cu und anschliessende Fällung durch H_2S wird die Trennung vervollständigt. Nach Neutralisierung der Lösung wird das Co mit α -nitroso- β -naphtol gefällt.

Das γ -Spektrum des so erhaltenen Präparats wurde mit dem logarithmischen Szintillationsspektrometer¹⁾ untersucht. Eine bei 72 ± 3 keV gefundene Linie (siehe Fig. 1) klingt mit der dem Zer-

fall $\text{Co}^{61} \rightarrow \text{Ni}^{61}$ zugeordneten Halbwertszeit von $1,75 \pm 0,15$ h ab (siehe Fig. 2). Die Messung der β -Teilchen im Geiger-Stirnzählrohr ergab gleiche Halbwertszeit und annähernd gleiche Absolutintensität wie die Szintillationsmessungen für die 72 keV γ -Linie.

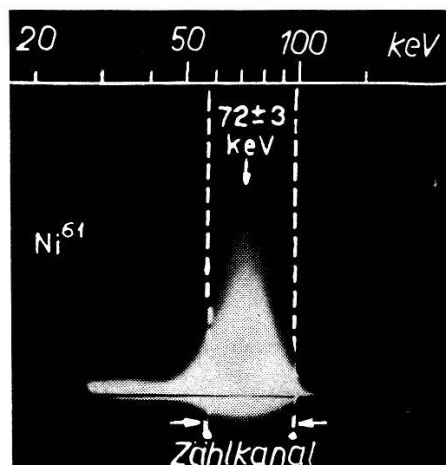


Fig. 1.

Szintillationsspektrogramm der $\text{Co}^{61} \rightarrow \text{Ni}^{61}\gamma$ -Strahlung (niedrige Energien). Die Eichung der oben eingetragenen Energieskala erfolgte mittels der beim Zerfall $\text{Cd}^{109} \rightarrow \text{Ag}^{109}$ emittierten Linien von 22 keV und 88 keV.

Ausser der 72 keV-Linie traten keine weiteren γ -Strahlen mit einer dem Co^{61} entsprechenden Periode auf. Insbesondere fanden wir bei Einstellung eines Zählkanals auf 500 ± 50 keV γ -Energie nur den 12,8 h-Abfall der Annihilationsstrahlung von Cu^{64} (Fig. 2, Kurve 3). Der kurzlebige Anteil in diesem Energiebereich des Szintillationsspektrums stammt zur Hauptsache von anderen Cu-Isotopen, zu einem kleinen Teil auch von der Bremsstrahlung der β -Teilchen von Co^{61} . Seine Intensität ist so gering, dass eine allfällige 500 keV-Linie höchstens in 5% der Zerfälle von Co^{61} auftreten könnte.

Unsere mit stärkeren Präparaten und verbesserter Messtechnik erhaltenen Resultate legen es daher nahe, die von SMITH et al.²⁾ angegebene, in früheren Arbeiten³⁾⁴⁾ aber nicht gefundene 500 keV-Linie als Annihilationsstrahlung einer Verunreinigung zu deuten.

Eine Interpretation der 72 keV-Strahlung als isomerer Übergang von 1,75 h Halbwertszeit im Co^{61} wäre nach dem Schalenmodell äusserst unwahrscheinlich, da ein $d_{3/2} \rightarrow f_{7/2}$ -Übergang dieser Energie nach⁵⁾ eine 10^6 -mal kürzere Halbwertszeit ergäbe. Dagegen führt eine Deutung durch die Annahme, dass die β -Umwandlung vom Grundzustand des Co^{61} aus auf ein tiefliegendes $f_{5/2}$ -Anregungsniveau im Ni^{61} führt, im Rahmen des Schalenmodells zu keinen

Schwierigkeiten. Nach den Gamow-Tellerschen Auswahlregeln ist ein $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$ -Übergang erlaubt, in Übereinstimmung mit der gemessenen Zerfallsperiode ($\log ft = 5,4$). Die 72 keV-Strahlung käme

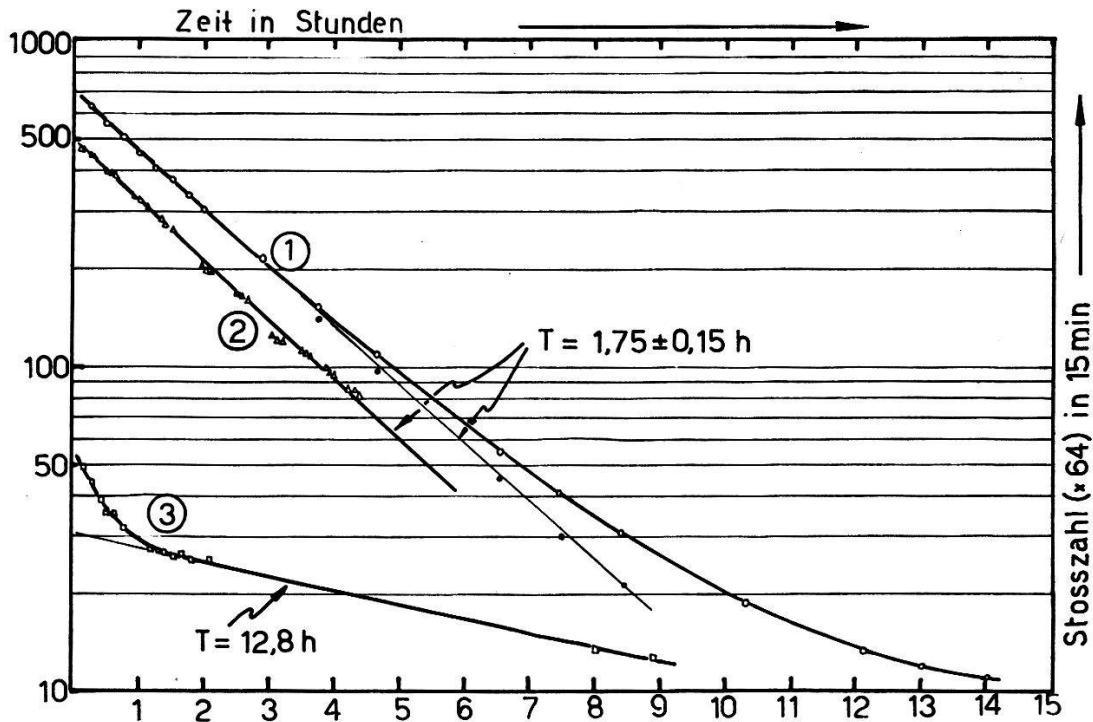


Fig. 2.

Zeitlicher Verlauf der Aktivität des Co^{61} .

1. β -Aktivität, registriert mit einem Geiger-Stirnzählrohr.
 - Messpunkte.
 - Berechnete Punkte nach Abzug der 12,8 h Cu^{64} -Aktivität.
2. 72 keV γ -Linie: Stosszahl im Energiebereich 57... 98 keV des Szintillationspektrometers.
3. 0,5 MeV-Linie: Stosszahl im Energiebereich 450... 550 KeV des Szintillationspektrometers.

Es handelt sich um verschiedene Präparate, weshalb die Stosszahlverhältnisse nicht den Intensitätsverhältnissen entsprechen.

somit durch einen magnetischen Dipolübergang ($f_{5/2} \rightarrow p_{3/2}$) zustande; eine Untersuchung der entsprechenden Konversionselektronen ist im Gange.

Literatur.

- 1) D. MAEDER, *Helv. Phys. Acta* **28**, 356 (1955).
- 2) L. A. SMITH, R. N. H. HASLAM und J. G. V. TAYLOR, *Phys. Rev.* **84**, 842 (1951).
- 3) D. N. KUNDU und M. L. POOL, *Phys. Rev.* **73**, 22 (1948).
- 4) T. J. PARMLEY, P. J. MOYER und R. C. LILLY, *Phys. Rev.* **75**, 619 (1949).
- 5) V. F. WEISSKOPF, *Phys. Rev.* **83**, 1073 (1951).

α - γ -Koinzidenzen und die Halbwertszeit von U^{235}

von P. HUBER, K. P. MEYER und E. WÜRGER
(Physikalisches Institut der Universität Basel).

Zur Altersbestimmung von Uranerzen nach der Blei-Methode von NIER¹⁾ benötigt man die Halbwertszeit von U^{235} . Diese wurde von NIER erstmalig mit Hilfe von Uranerzen bestimmt, deren Alter man anderweitig ausreichend sicher zu kennen glaubte. Eine direkte Bestimmung der Halbwertszeit von U^{235} blieb aber trotzdem wünschenswert. Diese kann entweder durch eine Absolutmessung der spezifischen Aktivität von reinem U^{235} , oder durch einen Vergleich mit der Isotopenhäufigkeit und Aktivität des U^{238} im natürlichen Gemisch bestimmt werden.

Die sehr schwierige Absolutmessung wurde 1952 von FLEMING²⁾ u. a. mit 99,94% U^{235} durchgeführt. Der grosse Anteil der auch bei diesem hohen Reinheitsgrad des U^{235} noch vom U^{234} herrührenden Aktivität (34,7%) begrenzte die Genauigkeit der Messung auf 2,2%.

Die Vergleichsmethode stützt sich auf die sehr gut bekannte Lebensdauer des U^{238} . Ist V das Aktivitätsverhältnis und B das Häufigkeitsverhältnis der beiden Isotopen 235 und 238, so wird

$$t_{1/2}^{(235)} = \frac{B}{V} t_{1/2}^{(238)}$$

Die beiden Methoden führen innerhalb der Messgenauigkeit zum gleichen Ergebnis und bestätigen das Resultat von NIER.

Tabelle 1.

Methode	$t_{1/2}^{(235)}$ in 10^8 Jahren	Autoren
Absolutmethode	$7,13 \pm 0,16$	FLEMING, GHIORSO, CUNNINGHAM ²⁾ ,
Relativmethode	$6,85 \pm 0,15$	BALDINGER, HUBER, MEYER, WÜRGER ³⁾
Alter v. U-Erzen	$7,06 \pm 0,21$	NIER ¹⁾

In das Ergebnis der Relativmethode geht nun aber die von GHIORSO⁴⁾ gemessene α -Feinstruktur von U^{235} wesentlich ein³⁾. Wir haben es daher unternommen, das von GHIORSO vorgeschlagene Zerfallsschema mit Hilfe von α - γ -Koinzidenzen zu überprüfen.

Als Strahlungsquelle wurde ein auf 28% angereichertes U^{235} -Präparat⁵⁾ verwendet, das als sehr dünne U_3O_8 -Schicht elektrolitisch auf ein 0,05 mm dickes Pt-Blech ausgefällt wurde. Die Registrierung der α - und γ -Strahlung erfolgte durch NaJ-Scintillationszähler in Verbindung mit Multiplier hoher Photoempfindlichkeit (EMI 6260). Energie und Häufigkeit der α -Strahlung wurde mit Hilfe eines photographischen Impulsspektrographen gemessen,

dessen Hellsteuerung und Zeitablenkung wahlweise durch Einzelimpulse oder Koinzidenzen erfolgte. Zur Eichung der Energieskala benutzen wir die U^{234} - und U^{238} -Linien im α -Spektrum des natürlichen Isotopengemisches. (Fig. 1.)

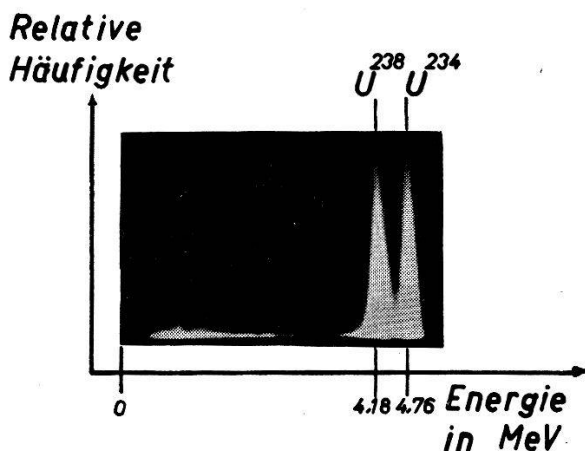


Fig. 1.

Spektrum der α -Linien des Urans im natürlichen Isotopengemisch.
Die Halbwertbreite der Linien beträgt 7,2%.

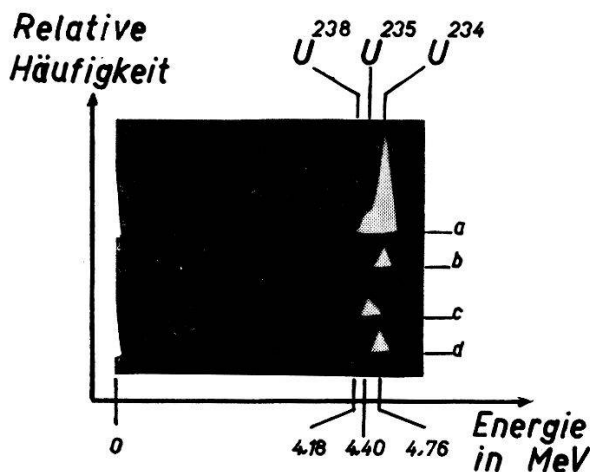


Fig. 2.

- (a) Spektrum der α -Strahlung von angereichertem U^{235} .
- (b) Wiederholung von a mit kürzerer Expositionszeit.
- (c) α -Strahlung, die in Koinzidenz mit γ -Strahlung erscheint.
- (d) Wiederholung von b.

Aus Fig. 2 ersieht man, dass diejenige α -Linie, welche in Koinzidenz mit γ -Strahlung erscheint, gegenüber der U^{234} -Linie verschoben ist. Sie liegt auf der Energieskala dort, wo die Hauptkomponente (85,6%) des α -Spektrums von U^{235} zu erwarten ist. Die U^{234} -Linie aber ist in der koinzidenzgesteuerten Aufnahme (Fig. 2c) völlig unterdrückt.

Diese Koinzidenzmessung bestätigt, dass in Übereinstimmung mit dem von GHIORSO⁴⁾ vorgeschlagenen Zerfallsschema die Haupt-

linie des U^{235} nicht direkt in den Grundzustand, sondern in ein angeregtes Niveau führt. Die Energie der entsprechenden γ -Strahlung ist bekannt und beträgt 180 keV⁶). In Übereinstimmung damit legt die Diskriminierung bei unserem Koinzidenzversuch die Energie der Strahlung im Gebiet zwischen 130 und 210 keV fest.

Unsere noch im Gange befindlichen Versuche sollen die Energie der bei der Koinzidenz wirksamen γ -Strahlung noch genau festlegen. Ferner hoffen wir, die analoge Koinzidenzzuordnung auch für die schwache 4,2% Komponente durchführen zu können.

Literatur.

- 1) A. O. NIER, Phys. Rev. **55**, 153 (1939).
- 2) E. H. FLEMING, Jr., A. GHIORSO, B. B. CUNNINGHAM, Phys. Rev. **88**, 624 (1952).
- 3) E. BALDINGER, P. HUBER, K. P. MEYER, E. WÜRGER, Helv. Phys. Acta **27**, 150 (1954).
- 4) A. GHIORSO, Phys. Rev. **82**, 979 (1951).
- 5) Wir danken Herrn Dr. J. KISTEMAKER (Laboratorium voor Massaspectrografie, Amsterdam) für die Herstellung des massenspektrographisch angereicherten U^{235} -Präparates.
- 6) R. L. MACKLIN, Phys. Rev. **76**, 595 (1949).

Lebensdauer des ersten angeregten Zustandes von Cd^{111}

VON A. MAIER, K. P. MEYER und P. HUBER
(Physikalisches Institut der Universität Basel).

Eine ausführliche Publikation erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta.

Erzeugung monoenergetischer d-d-Neutronen mit Hilfe von n- He^3 -Koinzidenzen

VON W. FRANZEN*), P. HUBER und L. SCHELLENBERG (Basel).

Die Erzeugung von monoenergetischen Neutronen in dem Energiebereich von 2 bis 4 MeV mit elektrostatischen Hochspannungsmaschinen bis zu 2 MV, ist nur mit der $D^2(d, n)He^3$ -Reaktion möglich. Diese Reaktion besitzt den Nachteil, dass vielfach ein beträchtlicher Untergrund von Neutronen mit kontinuierlicher Energieverteilung vorhanden ist. Abhilfe würde der Vorschlag bringen, die Neutronen mit den ebenfalls in der Reaktion auftretenden He^3 -Rückstosskernen in Koinzidenz zu registrieren¹).

*) Auf Urlaub 1954/55 vom Department of Physics, University of Rochester, Rochester, N. Y.

Wir haben eine Methode, die auf diesem Prinzip beruht, entwickelt und eine entsprechende Anlage konstruiert und geprüft. Als Target kommt wegen des grossen Querschnittes der Coulombstreuung praktisch nur Deuteriumgas in Betracht, sofern die erzeugten He^3 nicht massenspektrographisch analysiert werden sollen. Mit einer Deuteriumgastarget und einem Rückstosswinkel grösser als 90° spielt die Coulombstreuung keine Rolle. Unsere Anlage ist

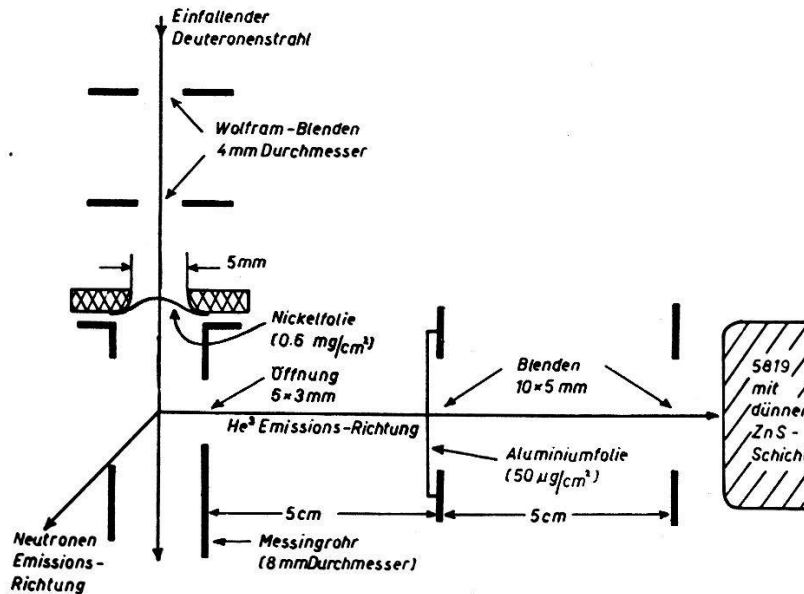


Fig. 1.

Schematisches Bild der n- He^3 -Rückstosskoinzidenz-Anordnung. Das Volumen unterhalb der Nickelfolie ist mit $1/20$ At. D_2 -Gas gefüllt.

in Figur 1 schematisch dargestellt. Eine $50 \mu \text{g}/\text{cm}^2$ dicke Aluminiumschicht, hergestellt nach der Methode von CARPENTER und CURCIO²⁾, dient als Lichtfenster zwischen dem Multiplier und der Gastarget. Die Richtung der Rückstoskerne ist durch ein System von drei Blenden definiert. Der Rückstosswinkel ist auf $90^\circ \pm 3^\circ$ beschränkt. Unter diesen Umständen ist die Reichweite der langsamsten He^3 -Rückstösse ($0,57 \text{ MeV}$ bei 1 MeV Deuteronenenergie) genügend gross, um 10 cm im Deuteriumgas (Druck $3,5 \text{ cm Hg}$) und das Aluminium-Lichtfenster zu durchqueren.

Das Gasvolumen ist in der Einfallsrichtung der Deuteronen durch eine $0,6 \text{ mg}/\text{cm}^2$ Nickelfolie³⁾ abgeschlossen. Diese Folien vertragen Deuteronenströme bis $8 \mu\text{A}$ und verursachen einen Energieverlust von etwa 80 keV an 1 MeV Deuteronen. Nach Madsens Messungen⁴⁾ sollte das hierdurch hervorgerufene Energie-Stragglung 6 keV nicht überschreiten.

Mit Hilfe der $340,7$ und $871,2 \text{ keV}$ Resonanzen der $\text{F}^{19}(\text{p}, \gamma)$ -Reaktion⁵⁾ haben wir den Energieverlust in der Nickelfolie bestimmt

sowie die Energieeichung der Hochspannungsanlage vorgenommen. Der Neutronenzähler besteht aus einem Sintillon⁶)-Zylinder, 8 mm im Durchmesser und 20 mm lang, in Verbindung mit einem RCA 5819 Multiplier. Der Multiplier ist auf einem beweglichen Rahmen angebracht. Die Entfernung Target-Neutronenzähler beträgt 80 cm. Diese Dimensionen wurden gewählt, um ein Auflösungsvermögen (ausschliesslich Energiebreite des einfallenden Deuteronenstrahles) von ungefähr 10 keV zu erreichen bei einem D₂-Druck von 3,5 cm Hg.

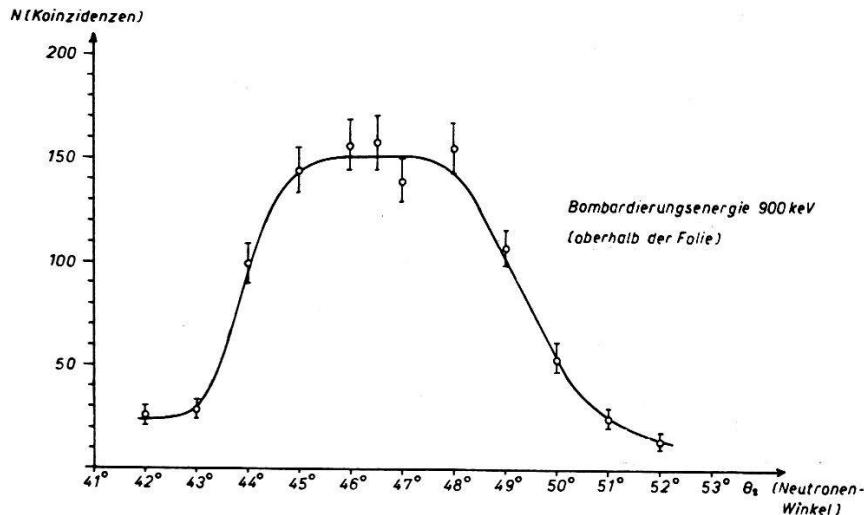


Fig. 2.

Zahl der registrierten n-He³-Koinzidenzen bei konstanter Deuteronen-Energie in Abhängigkeit vom Neutronen-Streuwinkel.

Die Impulse von den Zählern werden durch RC-Differentiation auf eine Dauer von 1×10^{-7} s gebracht, verstärkt und durch EFP-60-Diskriminatoren⁷) ausgelesen. Diese Diskriminatoren erzeugen einheitliche Impulse einer Dauer von 1×10^{-7} s, welche in einer Diodenkoinzidenzstufe⁸) vermischt werden. Das zeitliche Auflösungsvermögen ist auf ca. 1×10^{-7} s begrenzt durch die Abklingzeit des schnellen Teils der ZnS-Lichtimpulse.

In einer Prüfung der Anlage ergaben sich Einzelstosszahlen von ca. 4000 pro Sekunde in dem He³-Zähler bei einer Deuteronenenergie von 800 keV und einem Strom von $5 \mu\text{A}$. Die registrierten Koinzidenzen betragen ca. 1/s, wovon 1/10 von zufälligen Koinzidenzen herrühren. Fig. 2 illustriert die experimentell gefundene (und durch die Geometrie der He³-Blenden bestimmte) Beziehung zwischen Streuwinkel der Neutronen und Koinzidenzzahl. Ausserhalb der ungefähr 6° breiten zentralen Region beobachtet man nur zufällige Koinzidenzen. Die ganze Anlage wird jetzt für genaue Messungen von totalen Querschnitten benützt werden.

Literatur.

- 1) HANSON, TASCHEK and WILLIAMS, Rev. Mod. Phys. **21**, 635 (1949).
- 2) F. E. CARPENTER and J. A. CURCIO, Rev. Scient. Inst. **21**, 675 (1950).
- 3) Erhalten von der CHROMIUM CORPORATION OF AMERICA, Waterbury, Conn., USA.
- 4) C. B. MADSEN, D. Kgl. Dan. Vid. Selsk. **27**, Nr. 13 (1953).
- 5) HERB, SNOWDEN and SALA, Phys. Rev. **75**, 246 (1946); F. BUMILLER und H. H. STAUB, Helv. Phys. Acta **28**, 355 (1955).
- 6) Erhalten von NATIONAL RADIAC, Inc., Newark, N. J. (USA.).
- 7) Nach W. P. ALFORD, private Mitteilung.
- 8) MADEY, BANDTEL and FRANK, Rev. Scient. Inst. **25**, 537 (1954).

Winkelverteilung und Polarisation gestreuter Neutronen von 3,4 MeV an Blei und Wismuth

von H. R. BRUGGER, H. J. GERBER, B. LÜTHY und A. E. REMUND (ETH., Zürich).

Für mittlere und schwere Kerne, bei denen neben der elastischen Streuung noch andere Reaktionen auftreten, gestatten die differentiellen Wirkungsquerschnitte keine spezifischen Aussagen mehr

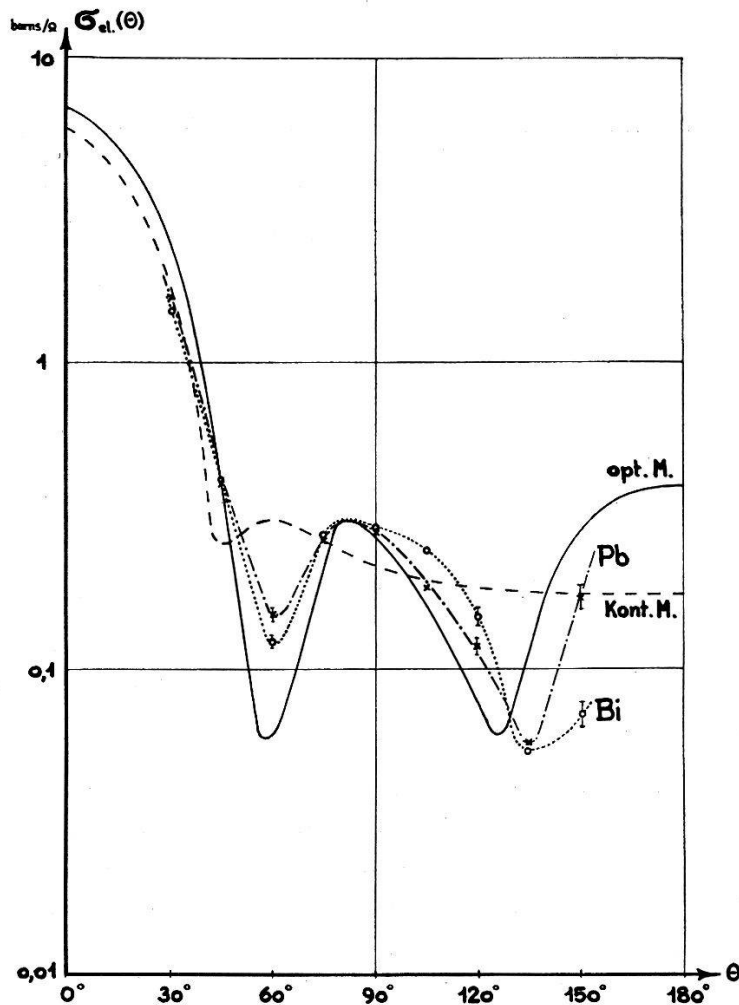


Fig. 1.

Differentielle Wirkungsquerschnitte. Berechnet für Pb nach dem Kontinuumsmodell und dem „Cloudy Cristal Ball Model“. Experimentelle Werte von Pb und Bi.

über die angeregten Zustände der Kerne. Trotzdem geben sie wertvolle Aufschlüsse über die Wechselwirkung zwischen dem einfallenden Nukleon und dem streuenden Kern. Solche Aufschlüsse erhält man aber nur indirekt, indem man eine bestimmte Modellvorstellung des Kernes zugrunde legt, daraus die differentiellen Wirkungsquerschnitte berechnet und diese mit den experimentellen vergleicht.

In jüngster Zeit haben WEISSKOPF u. a.¹⁾ das sogenannte „Cloudy Crystal Ball Model“ vorgeschlagen. Die Streuung von Neutronen im Energiebereich von 0,5 bis 10 MeV an mittleren und schweren Kernen wird dabei durch ein komplexes Potential $V = V_0 + i \cdot V_1$ dargestellt. $V_1 = 0$ entspricht reiner Potentialstreuung der Neutronenwelle, während $V_1 > 0$ eine gewisse Absorption bewirkt, was sich als hinzukommende Zwischenkernbildung interpretieren lässt.

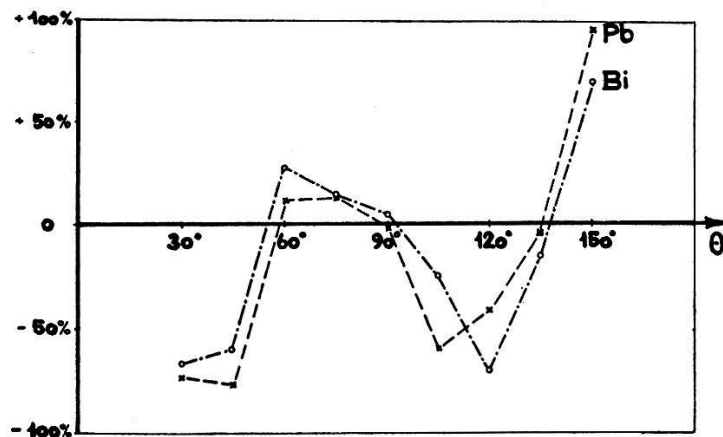


Fig. 2.

Polarisation P_2 von Pb und Bi in Funktion des Streuwinkels θ .

WEISSKOPF u. a. untersuchen das einfache Rechteckpotential genauer,

$$\begin{aligned} V &= U \cdot (1 + i \cdot \zeta) & \text{für } r < R \\ V &= 0 & r > R \end{aligned} \quad \text{mit } R = r_0 \cdot A^{1/3}$$

(A = Atomgewicht; R = Kernradius), das also durch die drei Parameter U , ζ , r_0 festgelegt ist.

Wir haben mit d, d-Neutronen von 3,4 MeV die differentiellen Wirkungsquerschnitte von Pb und Bi gemessen (Fig. 1). Die experimentelle Anordnung ist in einer früheren Arbeit²⁾ beschrieben worden. Die eingezeichneten Fehlerschranken bedeuten mittlere statistische Abweichungen.

Die Figur zeigt die im allgemeinen gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment. Als Parameterwerte des Potentials wählten wir $U = 40$ MeV; $\zeta = 0,025$; $r_0 = 1,45 \cdot 10^{-13}$ cm.

Die Messungen deuten noch an, dass die Vorwärtsstreuung ca. 10% geringer ist, als nach der Theorie zu erwarten wäre, wie dies schon bei 1 MeV festgestellt wurde³⁾.

Die d, d-Neutronen weisen nach unsern früheren Messungen²⁾ einen Polarisationsgrad von $P_1 = 12\%$ auf. Mit diesem Wert und aus der gemessenen Rechts-Links-Asymmetrie bei der Streuung an Pb bzw. Bi ergeben sich nach vorläufigen Messungen die Polarisationen $P_2(\Theta)$. (Fig. 2.)

Literatur.

- 1) FESHBACH, PORTER und WEISSKOPF, Phys. Rev. **96**, 448 (1954).
- 2) MEIER, SCHERRER und TRÜMPY, Helv. Phys. Acta **27**, 577 (1954).
- 3) DARDEN, HÄBERLI und WALTON, Bulletin Am. Ph. Soc. **29**, Nr. 5 (1954).

Richtungskorrelationsmessungen in supraleitenden Metallen

VON HEINZ ALBERS-SCHÖNBERG und ERNST HEER

(Physikalisches Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule, Zürich.)

Die Richtungskorrelation der sukzessiven Gammastrahlen des Cd^{111} wurde in einer polykristallinen metallischen Indiumquelle oberhalb und unterhalb des Sprungpunktes gemessen. Innerhalb der Messgenauigkeit ergab sich keine Veränderung der Korrelation. Daraus folgt, dass die Elektronenverteilung im supraleitenden und im normalleitenden Zustand annähernd gleich ist. Eine ausführliche Mitteilung erscheint in Helv Phys. Acta 28, 389 (1955).

Résonance dipolaire magnétique à 3,245 et 12,67 Mc/s sur des atomes de Sodium orientés optiquement

par E. GENEUX, B. VINCENZ, G. BÉNÉ, R. EXTERMANN (Université de Genève).

L'expérience connue de STERN et GERLACH relative à l'orientation des spins atomiques a été, sous sa forme transformée et perfectionnée par RABI, reprise par KASTLER avec la modification fondamentale suivante: L'orientation des spins s'effectue par une méthode optique¹⁾²⁾.

Reprenant le dispositif de KASTLER et ses collaborateurs³⁾, nous avons étudié sur un jet d'atomes de Sodium les résonances dipolaires magnétiques dans des champs et à des fréquences relativement faibles (3,245 et 12,67 Mc/s). Le champ magnétique constant ayant une forte action sur le fonctionnement des tubes photomultiplicateurs RCA IP 21 nous avons dû compenser son action par deux couples de petites bobines de HELMHOLTZ montées en parallèle sur les bobines principales dont elles annulent l'effet à l'endroit des

photomultiplicateurs (l'effet du champ créé par ces petites bobines dans la zone du jet est négligeable comme le montre le calcul).

Les formules de BREIT-RABI montrent qu'à 3,2 Mc/s, l'écart entre les deux résonances extrêmes (transitions $F = 2, m = 2 \rightarrow F = 2, m = 1$ et $F = 2, m = -2 \rightarrow F = 2, m = -1$) est inférieur à 1%. Comme le pouvoir de résolution du dispositif ne sépare plus des écarts aussi faibles nous nous sommes placés dans cette région (qui

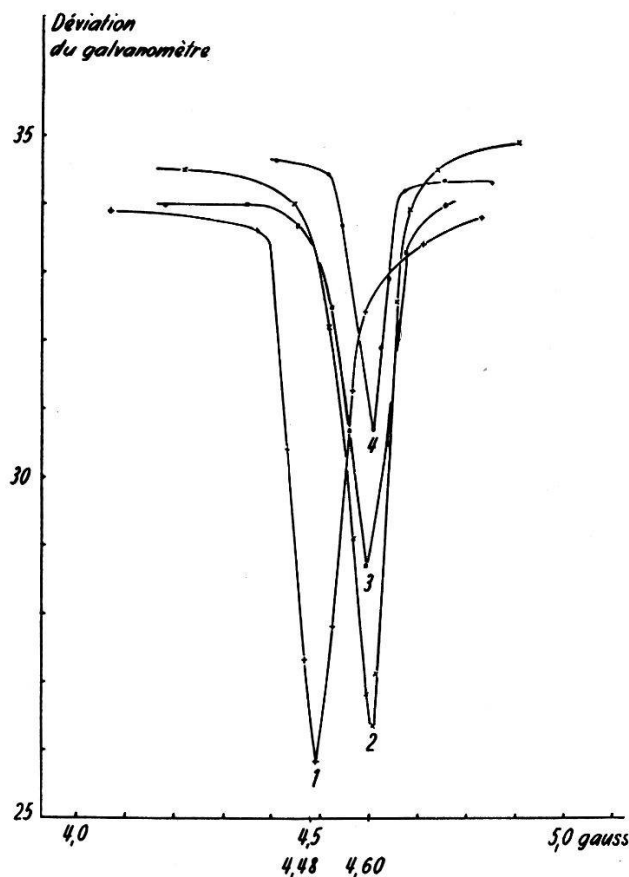


Fig. 1.

- | | |
|--------------------------------------|---|
| 1: illumination σ^- ; H. F. 1 | 3: illumination σ^+ ; H. F. 0,72 |
| 2: illumination σ^+ ; H. F. 1 | 4: illumination σ^+ ; H. F. 0,36 |

correspond à un champ de 4,6 gauss environ) afin d'observer une raie unique. Nous avons étudié les amplitudes et les largeurs de cette raie en fonction de la puissance HF appliquée. La figure 1 montre l'allure de ces courbes. On voit qu'elles s'élargissent à mesure qu'on augmente la puissance HF (les courbes correspondant à la saturation complète des résonances ne sont pas portées sur le graphique). La largeur minimum observée est de 0,066 gauss; elle est due principalement à l'inhomogénéité du champ magnétique constant H_0 . Les deux groupes de courbes correspondent aux deux sens opposés du champ H_0 . Le déplacement des minimums est dû à l'effet du champ magnétique terrestre qui n'est pas négligeable devant le champ H_0 de 4,6 gauss.

A 12,67 Mc/s aux très faibles puissances HF on résout les 4 résonances (la fig. 2 donne deux de ces résonances, correspondant aux transitions entre les niveaux les plus fortement peuplés. Lorsqu'on inverse l'orientation, ce sont les deux autres qui apparaissent). Avec l'augmentation de la puissance HF cette résolution disparaît et on n'observe plus qu'un minimum unique. Alors qu'à 106,5 Mc/s en augmentant suffisamment la puissance HF on voit l'apparition des

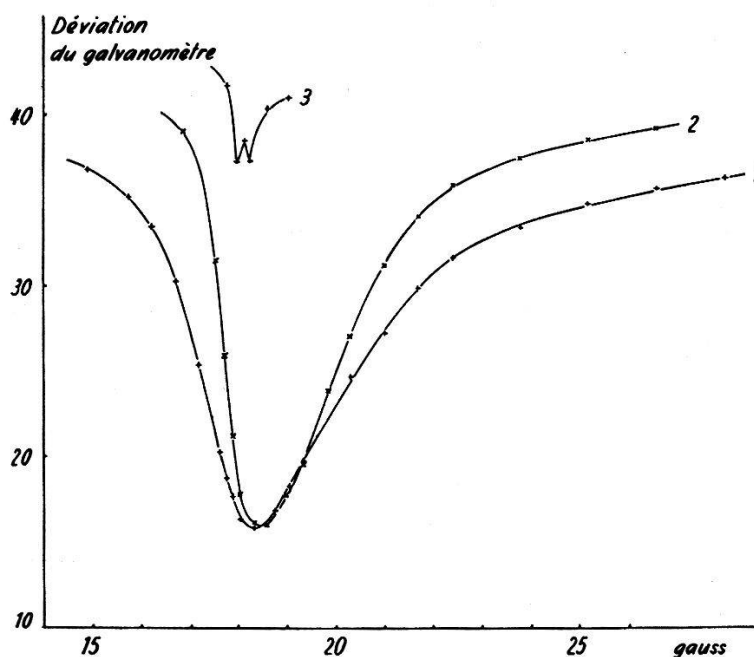


Fig. 2.

$f = 12,67 \text{ Mc/s}$

1:	H. F. très forte; illumination σ^-
2:	H. F. forte; illumination σ^+
3:	H. F. faible; illumination σ^-

résonances doubles (transitions $\Delta m = 2$) à 12,67 Mc/s les résonances simples sont rapidement saturées sans qu'on observe les résonances doubles.

En comparant les mesures effectuées à ces 3 fréquences, on remarque qu'au fur et à mesure que l'on descend en fréquence, la puissance HF nécessaire pour saturer complètement les résonances est de plus en plus faible.

Ce travail constitue la première étape d'une suite d'études effectuées à l'aide de cette méthode. Il a pu être entrepris grâce à une aide financière de la CSA.

Littérature.

- 1) A. KASTLER, *Physica* **17**, 191 (1951).
- 2) J. BROSSEL, A. KASTLER et J. WINTER, *J. Phys. Rad.* **13**, 668 (1952).
- 3) J. BROSSEL, B. CAGNAC et A. KASTLER, *J. Phys. Rad.* **15**, 6 (1954).

Richtungskorrelationsmessungen an Ta¹⁸¹

von E. HEER, R. RÜETSCHI, F. GIMMI und W. KÜNDIG (ETH., Zürich).

Der Zerfall des Ta^{181m} ist schon von verschiedenen Forschergruppen studiert worden; insbesondere hat MCGOWAN¹⁾ die Richtungskorrelation (R. K.) der wesentlichen γ -Kaskaden gemessen und die daraus sich ergebende Spinzuordnung angegeben. Da aber seine Messungen unter sich nicht konsistent sind, schien es uns angezeigt, die R. K. des Ta^{181m} nochmals eingehend zu prüfen. Wir beschränkten uns vorerst auf die γ -Kaskade 132 keV-480 keV, weil diese allein mittelst Szintillationsspektrometern rein gemessen werden kann.

Das 480 keV-Niveau besitzt nun aber eine Lebensdauer von $1,59 \cdot 10^{-8}$ sec, so dass im allgemeinen mit einer Beeinflussung der R. K. durch äussere Felder gerechnet werden muss. Um auch aus „gestörten“ Quellen auf die Kerneigenschaften schliessen zu können, gibt es verschiedene Methoden²⁾. Das beste Verfahren scheint uns das folgende: Man misst mit grosser Präzision die Koeffizienten A'_2 und A'_4 und vergleicht diese unter Zugrundelegung einer Spinzuordnung mit den theoretischen Formeln von ABRAGAM und POUND³⁾. Für flüssige Quellen, HfF₄ gelöst in HF, fanden wir nach Anbringung aller Korrekturen, insbesondere endliche Winkelauflösung, endliche Quellenausdehnung und Asymmetrie der Anordnung betreffend, als Mittelwert verschiedener Messungen: $A'_2 = -0,276 \pm 0,005$, $A'_4 = -0,070 \pm 0,007$. Für die Spinzuordnung $1/2-E_2 \rightarrow 5/2-E_2$, $M_1 \rightarrow 7/2$ ergibt sich daraus das Mischungsverhältnis von Quadrupol- zu Dipolstrahlung des 480 keV-Übergangs zu $\delta^2 = 43,5$. Ferner erhält man mit

$$\begin{aligned} W(\Theta) &= 1 + A'_2 \cdot P_2(\cos \Theta) + A'_4 \cdot P_4(\cos \Theta) \\ &= 1 + A_2 \cdot G_2 P_2(\cos \Theta) + A_4 \cdot G_4 \cdot P_4(\cos \Theta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{für } G_2 &= 0,98 \pm 0,04 & G_4 &= 0,99 \pm 0,10 & A_2 &= -0,281 \pm 0,010 \\ & & & & A_4 &= -0,0710 \pm 0,0004. \end{aligned}$$

Die Resultate zeigen, dass solche Quellen praktisch die ungestörte Korrelation ergeben. Diese Werte sind mit den Delay-Messungen von MCGOWAN verträglich und stehen mit allen Richtungskorrelationsmessungen im Einklang. Hingegen muss man aus den bisher publizierten Messungen der Konversionskoeffizienten auf ein anderes Mischungsverhältnis des 480 keV-Übergangs schliessen. Wir werden demzufolge selbst noch eine Messung der Konversionskoeffizienten vornehmen.

Wir haben ferner das magnetische Moment des 480-keV Niveaus gemessen. Man findet unter Benützung des oben angegebenen G_2 einen g -Faktor von 1,25 und mit $I = 5/2$ ein Kernmoment von $\mu = 3,1$ Kernmagnetonen, in Übereinstimmung mit RABOY und KROHN⁴).

Unser weiteres Messprogramm umfasst vor allem $e^- - \gamma$ Richtungskorrelationsmessungen bei demselben Übergang, ferner R.-K.-Messungen mit verzögerten Koinzidenzen. Ausserdem möchten wir unter Benützung von gasförmigen und axialsymmetrischen polykristallinen Quellen die Resultate der vorliegenden Messungen noch zu bekräftigen versuchen.

Literatur.

- 1) F. K. MCGOWAN, Phys. Rev. **93**, 471 (1954).
- 2) H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER und P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **27**, 637 (1954).
- 3) A. ABRAGAM und R. V. POUND, Phys. Rev. **92**, 943 (1953).
- 4) S. RABOY und V. E. KROHN, Phys. Rev. **95**, 1689 (1954).

Die mit Radiojod untersuchte Dynamik der Schilddrüsenfunktion

von G. JOYET (Zürich).

Erscheint im Bulletin der Akademie der Medizinischen Wissenschaften.

Erfassung des Einflusses der Verdrahtung auf das Auflösungsvermögen von Kathodenstrahlröhren und Koinzidenzschaltungen

von E. BALDINGER und F. LEUENBERGER (Basel).

Das zeitliche Auflösungsvermögen einer Kathodenstrahlröhre wird durch die endliche Laufzeit der Elektronen und ferner durch Verdrahtungseffekte infolge der Zuleitungen zu den Ablenkplatten

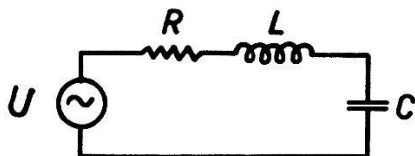


Fig. 1.

Ersatzschema der Ablenkplatten und ihrer Zuleitungen.

begrenzt¹). Die Wirkung der Zuleitung lässt sich in 1. Näherung mit einem Serieresonanzkreis erfassen (Fig. 1).

Um unzulässige Schwingungen zu vermeiden ist ein Dämpfungswiderstand hinzuzufügen, so dass R in Fig. 1 etwa den Wert $\sqrt{2} L/C$

annimmt und der Schwingkreis nahezu aperiodisch gedämpft wird. Die Resonanzfrequenz f_0 bestimmt das zeitliche Auflösungsvermögen. Bei einem Spannungssprung am Eingang wird an den

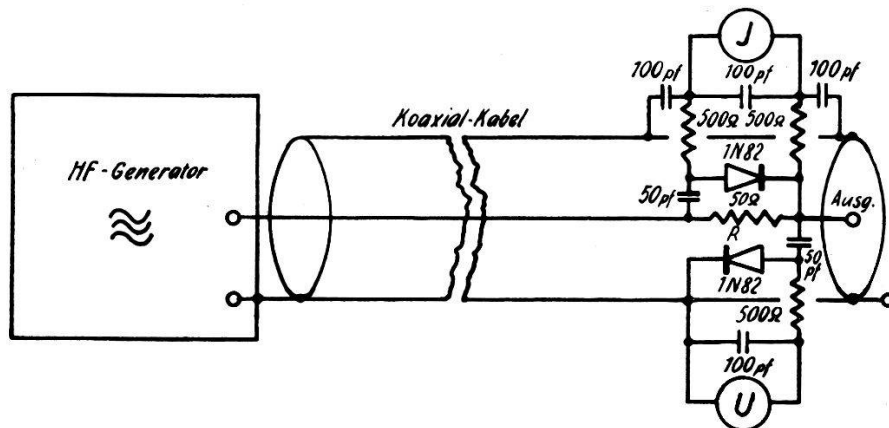


Fig. 2.

Schaltbild des Messkopfes, Eigenresonanzfrequenz: ca. 1000 MHz.

R: Schichtwiderstand aus Aquadag, Dioden 1N82 (Silizium).

Ablenkplatten eine Anstiegszeit (10% bis 90%) von $\tau \approx 1/3 f_0$ erreicht.

Kathodenstrahlröhren²⁾ und Multiplier³⁾ besitzen Resonanzfrequenzen zwischen 100 MHz und 500 MHz. Um solche Resonanz-

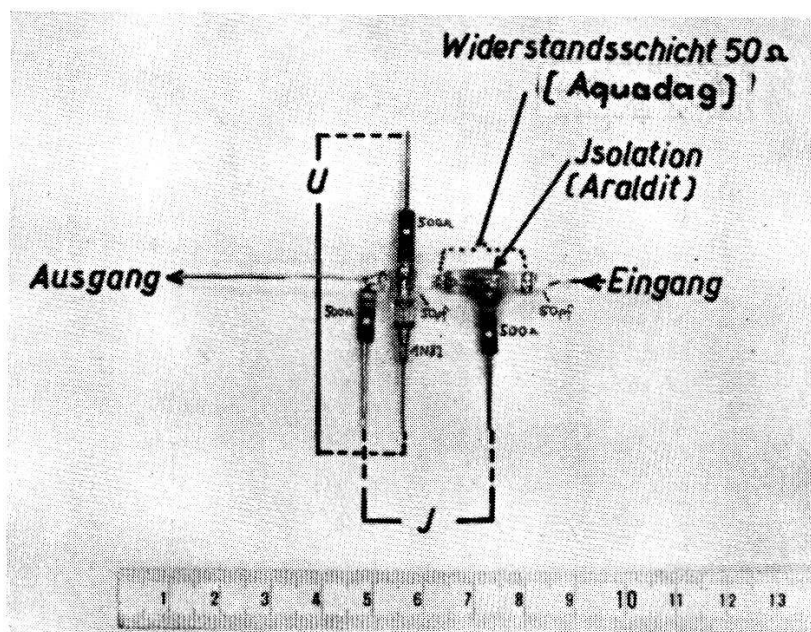


Fig. 3.

Teil der Verdrahtung.

frequenzen zu bestimmen, hat sich die in Fig. 2 dargestellte Messeinrichtung bewährt. Mit Hilfe von 2 Silizium-Dioden (1 N 82) werden Strom und Spannung an den Klemmen des zu untersuchenden

Schaltungsteiles gemessen. Der Bau des Messkopfes bereitet insofern Schwierigkeiten, als die geometrischen Abmessungen der Verdrahtung ausserordentlich klein zu halten sind. Alle wesentlichen Teile sind in ein Rohr von 1,9 cm Durchmesser eingebaut. Fig. 3 zeigt diesen Teil der Schaltung, vor dem Einbau.

Die Eigenresonanzen des verwendeten Meßsystems liegen über 900 MHz, was die Untersuchung der Zuleitungseinflüsse bei Kathodenstrahlröhren, Multipliern und Koinzidenzschaltungen bis zu Auflösungszeiten von ca. $5 \cdot 10^{-10}$ sec gestattet.

Wir danken der Firma Sandoz AG. Basel für die finanzielle Unterstützung unserer Arbeiten.

Literatur.

- 1) J. A. D. LEWIS und F. H. WELLS, Millimicrosecond Pulse Techniques, S. 178 (Pergamon Press, London 1954).
- 2) Du Mont 5RP11 $f_0 \approx 400$ MHz. Dämpfungswiderstand $R \approx 140 \Omega$,
Philips DG 10-6 $f_0 \approx 255$ MHz. Dämpfungswiderstand $R \approx 145 \Omega$.
- 3) 931A; $f_0 \approx 285$ MHz. $R \approx 185 \Omega$. 17stufiger Multiplier des Institutes für technische Physik an der ETH. (Zürich); vergl. SEV-Bulletin (1953) S. 1863: $f_0 \approx 380$ MHz, $R \approx 170 \Omega$.

Über Blei- und Schwefelisotopenverhältnisse in Bleiglanzen

VON P. EBERHARDT, J. GEISS, F. G. HOUTERMANS
(Physikalisches Institut der Universität Bern).

Mit einem einfachfokussierenden hochauflösenden Massenspektrometer¹⁾ wurden die Isotopenhäufigkeiten von ca. 80 Bleimineralproben, hauptsächlich PbS, gemessen und ihre „Modell-Alter“ (vgl. ²⁾) berechnet. Es ergaben sich Alter zwischen 3300 Ma und 0. Ein Teil der Ergebnisse ist in Tabelle 1 zusammengestellt, andere sind bereits publiziert²⁾.

THODE u. a.³⁾ haben an natürlichem Schwefel und schwefelhaltigen Mineralen Unterschiede des Isotopenverhältnisses S^{32}/S^{34} bis zu 6% gefunden. Diese Unterschiede können auf eine Isotopenabhängigkeit der chemischen Gleichgewichtskonstanten zurückgeführt werden und treten besonders bei Schwefel auf, der durch Organismen gegangen ist. S^{32} wird in Sulfiden, S^{34} in Sulfaten angereichert. THODE u. a. konnten zeigen, dass sich bei Pyriten das Verhältnis S^{32}/S^{34} in den letzten 800 Ma ständig erhöht hat, während es vorher ungefähr konstant war.

Wir haben nun an einigen Bleiglanzproben (PbS) neben den Pb-Isotopenverhältnissen auch das Verhältnis S^{32}/S^{34} gemessen und

Tabelle 1.

Nr.	Herkunft	$\frac{\text{Pb}^{208}}{\text{Pb}^{206}} \times 100$	$\frac{\text{Pb}^{207}}{\text{Pb}^{206}} \times 100$	$\frac{\text{Pb}^{204}}{\text{Pb}^{206}} \times 100$	α	β	γ	p (Ma)	μ	\varkappa
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
78	Sidi Hiah	210,2 ± 0,9	84,7 ± 0,15	5,355 ± 0,025	18,67	15,81	39,25	220 ± 50	9,64	4,37
65	Mine de M'Passe	213,0 ± 0,6	87,6 ± 0,3	5,555 ± 0,01	18,00	15,77	38,34	650 ± 70	9,65	4,37
66	Französisch-Äquatorialafrika	212,8 ± 0,6	87,85 ± 0,2	5,62 ± 0,015	17,79	15,63	37,86	640 ± 60	9,40	4,24
67	Hosseré Ribao	214,7 ± 0,4	88,5 ± 0,2	5,625 ± 0,015	17,78	15,73	38,17	760 ± 60	9,60	4,42
70	Kamerun	212,9 ± 0,2	87,35 ± 0,1	5,55 ± 0,01	18,02	15,74	38,36	600 ± 30	9,58	4,36
68	Agbandi	208,3 ± 0,4	87,0 ± 0,2	5,53 ± 0,015	18,08	15,73	37,67	550 ± 60	9,55	3,99
69	Französisch-Westafrika	209,2 ± 0,6	86,5 ± 0,1	5,415 ± 0,01	18,47	15,97	38,63	540 ± 30	9,97	4,25
71	Kendi-Fluss, bei Sokodé Französisch-Westafrika	232,1 ± 0,4	101,0 ± 0,2	6,675 ± 0,025	14,98	15,13	34,77	2160 ± 50	9,28	4,42
72	Poura	234,0 ± 0,7	101,65 ± 0,35	6,74 ± 0,01	14,84	15,08	34,72	2220 ± 70	9,27	4,50

Es bedeuten:

$$\alpha = \text{Pb}^{206}/\text{Pb}^{204}, \quad \beta = \text{Pb}^{207}/\text{Pb}^{204}, \quad \gamma = \text{Pb}^{208}/\text{Pb}^{204},$$

p = Modell-Alter des Minerals,

μ = $(\text{U}^{238}/\text{Pb}^{204})_{\text{heute im Magma}}$,

\varkappa = $(\text{Th}^{232}/\text{U}^{238})_{\text{heute im Magma}}$.

Alle aufgeführten Proben sind Bleiglanze. In den Spalten 3, 4 und 5 sind die gemessenen Isotopenhäufigkeiten bezüglich

Pb^{206} aufgeführt. Der angegebene Fehler ist der dreifache mittlere quadratische Fehler des Mittelwertes aus den Einzelergebnissen von 10–15 Messreihen. In den Spalten 6, 7 und 8 werden die Isotopenhäufigkeiten relativ zu Pb^{204} angegeben, da diese Verhältnisse für die theoretische Auswertung gebraucht werden. Der beim Modell-Alter p , Spalte 9, angegebene Fehler ist der allein aus den Messfehlern berechnete. Einzelheiten über die Berechnung und Bedeutung von p , μ u. \varkappa sind in ²⁾ zu finden.

Unterschiede bis zu 3% gefunden. Auch hier ist jetzt schon eine Altersabhängigkeit zu beobachten.

Es ist zu erwarten, dass die Unterschiede der Isotopenzusammensetzung des Schwefels in Bleiglanzen zu einer wichtigen Ergänzung der Bleiisotopenmessungen werden. Denn hierdurch können wahrscheinlich in vielen Fällen die bezüglich der Bleiisotopenverhältnisse anormalen „*B*- und *J*-Typen“ (vgl.²) erkannt werden, auf die wegen ihrer komplizierten Vorgeschichte die Voraussetzungen zur Berechnung des „Modell-Alters“ nicht ohne weiteres zutreffen.

Literatur.

- 1) H. F. EHRENBERG, J. GEISS und R. TAUBERT, Z. f. angew. Physik, 1955 (im Druck).
- 2) P. EBERHARDT, J. GEISS und F. G. HOUTERMANS, Z. f. Physik **141**, 91 (1955).
- 3) H. G. THODE und J. MACNAMARA, U.S. National Bureau of Standards Circular **522**, 235 (1953). – H. G. THODE, J. MACNAMARA und W. H. FLEMING, Geochim. Cosmochim. Acta **3**, 235 (1953).

Der Verlauf der Bindungsenergie

von A. FISCH (Aarau).

In einer früheren Mitteilung (Helv. Phys. Acta **27**, Fasc. sextus 1954) wurde gezeigt, dass der Massendefekt pro Partikel nicht konstant ist, sondern einen besondern Gang verfolgt. Nach dem ausgeprägten Teilmaximum bei He₄ beginnt bei C ein regelmässiger Anstieg zum Maximum, das beim Ni-Isotop Ni₆₂ mit 8,81 MeV erreicht wird, worauf ein langsamer Abstieg bis Uran erfolgt. Dieser Abstieg wurde damals noch nicht weiter verfolgt, weil noch zu viele Lücken vorhanden waren. Inzwischen sind weitere genaue Atomgewichte in diesem Gebiet bekannt geworden, so dass nun auch der Abstieg (lückenlos bis $Z = 42$) in den wesentlichen Punkten gesichert erscheint. Es hat sich als richtiger erwiesen, als Repräsentant einer Isotopengruppe nicht mehr das Hauptelement, sondern das Isotop mit dem grössten Massendefekt zu wählen. Der Massendefekt ist identisch mit der Bindungsenergie; deshalb wurde jetzt an Stelle von D/P die Bezeichnung E_B/P -Bindungsenergie pro Partikel gesetzt und in der Energieeinheit MeV ausgedrückt. Die berechneten Werte sind in der Tabelle zusammengestellt.

Da nun genügend Werte, über das ganze Gebiet verteilt, vorhanden sind, ist es mit der hier gebotenen Zurückhaltung möglich, den empirischen Verlauf zu vergleichen mit dem theoretischen, der sich

aus der auf dem Tröpfchenmodell beruhenden Formel¹⁾ ergibt. Der empirische Anstieg liesse sich durch einen Parabelbogen darstellen; der Abstieg kann aber nicht durch eine stetige Kurve dargestellt werden. Eine Unterteilung dieses Gebietes in vier Abschnitte erweist sich als zutreffend. Es ist auffallend, dass von $Z = 31 - Z = 40$ der Wert von E_B/P konstant bleibt, d. h. um den Mittel-

zX_P	$\frac{E_B}{P}$	zX_P	$\frac{E_B}{P}$	zX_P	$\frac{E_B}{P}$	zX_P	$\frac{E_B}{P}$
1 H3	2,83	26 Fe58	8,80	51 Sb121	8,5	76 Os	
2 He4	7,071	27 Co59	8,79	52 Te120	8,5	77 Ir194	7,9
3 Li7	5,604	28 Ni62	8,81	53 I 131	8,5	78 Pt195	7,92
4 Be8	7,058	29 Cu64	8,78	54 Xe126	8,4	79 Au	
5 B11	6,925	30 Zn66	8,74	55 Cs		80 Hg202	7,88
6 C12	7,678	31 Ga67	8,71	56 Ba138	8,4	81 Tl	
7 N15	7,696	32 Ge72	8,72	57 La		82 Pb204	7,86
8 O16	7,973	33 As75	8,69	58 Ce140	8,3	83 Bi209	7,8
9 F19	7,774	34 Se78	8,71	59 Pr141	8,3	84 Po210	7,80
10 Ne22	8,073	35 Br81	8,69	60 Nd144	8,31	85 At210	7,77
11 Na23	8,10	36 Kr84	8,71	61 Pm		86 Rn222	7,66
12 Mg27	8,32	37 Rb85	8,69	62 Sm		87 Fr223	7,64
13 Al27	8,32	38 Sr88	8,72	63 Eu		88 Ra226	7,62
14 Si30	8,51	39 Y89	8,71	64 Gd		89 Ac227	7,62
15 P33	8,51	40 Zr90	8,71	65 Tb		90 Th232	7,5
16 S34	8,60	41 Nb93	8,66	66 Dy		91 Pa231	7,58
17 Cl137	8,59	42 Mo94	8,66	67 Ho		92 U235	7,56
18 A38	8,64	43 Tc		68 Er		93 Np	
19 K43	8,58	44 Ru		69 Tm		94 Pu	
20 Ca44	8,66	45 Rh105	8,6	70 Yb		95 Am	
21 Sc45	8,61	46 Pd104	8,59	71 Cp176	8,0	96 Cm	
22 Ti50	8,74	47 Ag107	8,5	72 Hf176	8,1	97 Bk	
23 V51	8,72	48 Cd110	8,54	73 Ta181	8,0	98 Cf	
24 Cr52	8,77	49 In113	8,51	74 W182	8,0		
25 Mn55	8,75	50 Sn116	8,52	75 Re			

wert 8,71 leicht schwankt. Auch innerhalb der einzelnen Isotopengruppen ist die Schwankung sehr gering. In dieses Gebiet fällt aber bei Kernspaltungen das leichtere Spaltprodukt und trifft somit immer auf einen relativ hohen Wert der Bindungsenergie. Von $Z = 41 - Z = 58$, das Gebiet des schwereren Spaltproduktes, kann

¹⁾ Die Weizsäcker'sche Formel ist ständig erweitert und verbessert worden. Leider steht kein Zahlenmaterial zur Verfügung, sondern nur graphische Darstellungen. Der Vergleich wurde durchgeführt mit der in W. Finkelburg, Einführung in die Atomphysik 1954 abgedruckten Kurve, die dem heutigen Stande entsprechen soll.

man noch immer mit dem Durchschnittswert von 8,5 MeV rechnen. Dann folgt über die grosse Lücke $Z = 61-70$ bis Uran ein etwas stärkerer Abstieg von 8,3—7,5 MeV. Beide Spaltprodukte fallen also in Gebiete von verhältnismässig hohen Bindungsenergien. Der empirische Verlauf ist demnach praktisch günstiger, als der theoretische es erwarten liess. Die durch die zunehmenden Abstossungskräfte der positiven Kernladung hervorgerufene Auflockerung ist also praktisch stark gebremst. Rechnet man bei einer Uranspaltung für das Ausgangsprodukt $E_B/P = 7,5$ MeV für das leichtere Spaltprodukt $E_B/P = 8,7$ MeV und für das schwerere Spaltprodukt $E_B/P = 8,5$ MeV, so berechnet sich pro Kern eine Energieabgabe von ca. 250 MeV. Für Plutonium ist E_B/P etwas kleiner als 7,5 MeV, die Energieabgabe deshalb etwas grösser.

Circuit multistable composé à cycle quinaire naturel

par R. FAVRE (Lausanne).

Un article paraîtra sur ce sujet dans le prochain fascicule des *Helv. Phys. Acta*.

Remarques sur un diviseur de fréquence utilisant un tube à émission secondaire

par R. FAVRE (Lausanne).

Dans un article récent¹⁾ nous avons décrit un nouveau diviseur de fréquence à large bande dont l'organe principal est un tube à émission secondaire. Il a été préconisé, pour les basses fréquences, une forme particulière faisant appel au pouvoir émissif élevé de la grille supprimeuse des tubes EFP 60 qui peut être utilisée comme dynode auxiliaire. Cette réalisation permet une importante amélioration de la sécurité de fonctionnement tout en conservant les performances générales. Un examen prolongé était toutefois requis pour s'assurer de la stabilité du phénomène mis à profit. Un montage expérimental à trois étages travaillant sous une fréquence d'entrée de 10 KC, fonctionne en permanence depuis 2000 heures sans qu'aucune altération ne se soit manifestée. Le bon fonctionnement de cette forme améliorée ne semble donc plus devoir faire l'objet de doutes.

Une seconde remarque concerne le couplage des étages. Celui-ci était préconisé indifféremment à partir de la cathode ou de la dynode du tube à émission secondaire. Dans le premier cas, il peut

en réalité se produire entre étages non adjacents un couplage dont l'importance dépend des caractéristiques du circuit, notamment des filtres. Il est donc recommandable, dans la règle, d'assurer le couplage à partir de la dynode.

Littérature.

¹⁾ Diviseur de fréquence à large bande, *Helv. Phys. Acta* **28**, 172—178 (1955).

Renormalisation der Meson-Paartheorie

VON WALTER THIRRING

(Physikalisches Institut der Universität Bern, Schweiz).

Koppelt man ein Mesonfeld Φ an ein Nucleon mit einer Quelledichte $U(x)$ durch die Wechselwirkung $H' = 4 \pi \gamma_U [S d^3 x \Phi(x) U(x)]^2$ so ergibt sich ein streng lösbares Problem¹⁾ und man kann die Vollständigkeit und Orthogonalität der Eigenzustände der Gesamtenergie beweisen²⁾. Besitzt U einen Radius a^{-1} , dann verschwindet im Limes $a \rightarrow \infty$ der Meson-Streuquerschnitt, aber man kann ein renormalisiertes³⁾ $\gamma = \gamma_U / (1 + a \gamma_U)$ so einführen, dass die Streulänge bei kleiner Energie $\sim \gamma$ wird. Jedes $\gamma > 1/a$ entspricht einem $\gamma_U < 0$. Für $\gamma > 1/a$ tritt eine Resonanz in der Streuung und ein gebundener Zustand mit Energie $E = \sqrt{1 - \lambda^2}$; $\lambda = a/(\gamma a - 1)$ auf. Es ist $\lambda < 1$ zu fordern, da sonst in der Theorie kein Zustand tiefster Energie existiert²⁾. Im Limes $a \rightarrow \infty$ bedeutet dies $\gamma > 1$. Betrachtet man zwei Nucleonen mit gegenseitigen Abstand r , dann zeigt sich, dass im Potential zwischen zwei Nucleonen¹⁾ und im Streuquerschnitt Meson — zwei Nucleonen nach Einführung von γ im Limes $a \rightarrow \infty$ alles endlich bleibt. Letzterer besitzt für $a \rightarrow \infty$ eine merkwürdige Diskontinuität: für kleine endliche r ist er $\sim r^2$ unabhängig von γ , für $r = 0$ aber natürlich $\sim 4 \gamma^2$. Ein gebundener Zustand tritt jetzt ($a \rightarrow \infty$) bei $\lambda = 1/\gamma + e^{-\lambda r}/r$ ein und man kann $\lambda > 1$ bei genügend kleinem r für alle Werte von γ erreichen. Es gibt also im Limes $a \rightarrow \infty$ keine konsistente Theorie, sondern das Meson-Vakuum bricht zusammen, falls a einen durch γ bestimmten Wert übersteigt. Dies hat eine gewisse Ähnlichkeit mit einer Theorie von LEE⁴⁾; nur wird bei LEE die Theorie für $a \rightarrow \infty$ schon bei einem Nucleon inkonsistent, da negative Wahrscheinlichkeiten auftreten. Man kann daher vermuten, dass es zwei Arten von renormalisierten Theorien gibt, solche bei denen das renormalisierte γ (= (Kopplungskonstante)²⁾) gegenüber dem unrenormalisierten im Limes $a \rightarrow \infty$ um einen endlichen oder unendlichen Faktor verkleinert ist. Bei

letzteren Theorien entspricht kein endliches γ einem positiven γ_U , und es werden in der Theorie irgendwo Inkonsistenzen auftreten. Ein Beispiel für Theorien ersterer Art ist die statische skalare neutrale Mesontheorie (vielleicht auch die statische geladene oder pseudoskalare). Die Quantenelektrodynamik dürfte eine Theorie von letzterem Typus sein.

Literatur.

- 1) G. WENTZEL, *Helv. Phys. Acta* XV, 115 (1942).
- 2) G. MORPURGO und B. TOUSCHEK, *Nuovo Cimento* 10, 1681 (1953).
Existiert ein gebundener Zustand, dann lässt sich die Vollständigkeit durch komplexe Integration beweisen.
- 3) $\hbar = c = \text{Mesonmasse} = 1$.
- 4) T. D. LEE, *Phys. Rev.* 95, 1329 (1954).

Die Aufspaltung schwerer Primärkerne der kosmischen Strahlung in α -Teilchen

VON FRED HÄNNI (Bern).

Bisher war die Halbwinkelmethode der Energiebestimmung eines Schauers einer experimentellen Nachprüfung nicht zugänglich, da mit den künstlichen Beschleunigern keine Teilchen erzeugt werden können, welche als Primärteilchen von Schauern in Frage kommen, und bei den in Photoplatten von der kosmischen Strahlung erzeugten Schauern Streumessungen an den Primärteilchen unmöglich sind.

Man beobachtet in Emulsionen, die am Gipfel der Atmosphäre exponiert worden sind, oft Aufspaltungen schwerer Primärkerne in mehrere α -Teilchen. Der Primärkern wird dabei durch nukleare Wechselwirkung mit einem Kern der Emulsion zum Verdampfen gebracht. Die Energien der α -Teilchen im Ruhesystem des Primärkerns werden als nicht sehr verschieden von den bei normalen Verdampfungssternen auftretenden α -Teilchen angenommen. Für die maximale Energie der α -Teilchen wird etwa 30 MeV angenommen. Der Impuls pro Nukleon, den die α -Teilchen im Schwerpunktsystem erhalten können, ist bei einer solchen Aufspaltung klein gegen den Impuls pro Nukleon des Primärkerns im Laborsystem, und wir erhalten deshalb im Laborsystem ein Bündel nahezu monoenergetischer α -Teilchen. Die Energie der α -Teilchen kann sowohl aus der relativen Streuung (E_{sc}), als auch aus dem mittleren Öffnungswinkel der α -Teilchen (E_{θ}) bestimmt werden. Der maximale Öffnungswinkel der α -Teilchen gibt eine obere Schranke (E_{\max}) für die

Energie der Aufspaltung. Bei 65 α -Teilchen, welche in 22 Aufspaltungen entstehen, wurden auf einer totalen Länge von 231,2 cm 12 Wechselwirkungen gefunden; dies ermöglicht eine unbeeinflusste Messung der mittleren freien Stosslänge von α -Teilchen in Emulsion von 77 ± 22 g/cm².

3 α -Sterne mit grosser Multiplizität wurden zur Überprüfung der Halbwinkelmethode herangezogen. In Tabelle I sind die an den entsprechenden Aufspaltungen gemessenen Energien zusammengestellt. Sie werden verglichen mit den Energien ($E'_{0,1/2}$), welche aus dem Halbwinkel der Schauer der α -Sterne unter der Annahme eines Nukleon-Nukleon-Stosses folgen, sowie den extremalen Energien (E'_{\min}) resp. (E'_{\max}), falls im Schauer die zwei innersten, resp. die zwei äussersten Spuren, Protonen des aufspaltenden α -Teilchens sind.

Tabelle I.

Primärkern	Spaltprod.	E_{Sc}	E_0	E_{\max}	Sekundärstern	E'_0	E'_{\min}	E'_{\max}
Na ¹¹	5 α	30,0	28,6	38,5	11 (5) + 12	13,5	8,4	20,0
					5 (1) + 11	225	160	470
?	3 α	16	41,5	75,5	6 (3) + 9	150	70	175
		BeV/nucl.				BeV/nucl.		

Aus den Messungen geht hervor, dass bei Sternen, welche von monoenergetischen α -Teilchen erzeugt werden, der Halbwinkel des Schauers in sehr weiten Grenzen schwankt, und dass er gegenüber der Halbwinkel-Energie-Beziehung beim Nukleon-Nukleon-Stoss sowohl vergrössert als auch verkleinert sein kann.

Kernwechselwirkung von K^- -Mesonen in Ruhe

von E. LOHRMANN (Hochspannungslab. Hechingen),

CH. PEYROU, M. TEUCHER und H. WINZELER (Phys. Inst. Univ. Bern).

In einem Paket von 40 trägerfreien Emulsionen (stack of stripped emulsions), das bei der internationalen Ballon-Expedition in Sardinien 1953 bis in 29 km Höhe geflogen worden ist, wurden drei Ereignisse gefunden, die als Kernwechselwirkungen von zur Ruhe gekommenen K^- -Mesonen (σ_K -Sterne) gedeutet werden können. Dabei werden Sterne mit 3, 5 und 7 sichtbaren Spuren erzeugt.

Im ersten Fall wird aus einem Stern vom Typ $18 + 1_n$ ein Teilchen mit einer „schwarzen“ Spur emittiert, das nach 2930μ zur Ruhe kommt. Wegen der Neigung dieser Spur ist eine genaue Massenbestimmung unmöglich. Um wenigstens eine untere Grenze zu erhalten, wurde die Ionisation des fraglichen Teilchens mit der von π -Mesonen verglichen, die die Emulsion unter der gleichen Neigung durchlaufen. Daraus ergibt sich eine Masse $> 600 m_e$. Die „constant sagitta-Methode“ liefert eine Masse von $920^{+380}_{-230} m_e$. Zwei Spuren des σ_K -Sternes enden nach 4 bzw. 22μ . Die erstere ist ein Rückstossteilchen, die zweite mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Proton. Die dritte Spur verlässt das Emulsionspaket nach 19,6 mm. Ihre Ionisation deutet auf ein Proton von 90 ± 10 MeV hin. Im Abstand von 27μ vom σ_K -Stern befindet sich ein V^0 -Ereignis, bei dem sowohl das Proton als auch das π^- -Meson zur Ruhe kommen. Das zerfallende Teilchen kann als Λ^0 identifiziert werden. Seine Energie beträgt 4,9 MeV. Seine Fluglinie ist auf $\pm 0,5^\circ$ bestimmt und geht im Rahmen der Messgenauigkeit durch den σ_K -Stern hindurch. Berücksichtigt man die Messunsicherheit, die Ungenauigkeit der Fluglinie, die geringe Energie des Λ^0 und den mittleren Abstand der „Sterne“ in den Emulsionen, so ergibt sich eine hohe Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Λ^0 aus dem σ_K -Stern kommt. Dies wäre ein weiterer Beweis für das von TOUSCHEK vorgeschlagene Reaktionsschema, nach dem bei der Absorption eines K^- -Mesons von einem Nukleon stets ein Hyperon und ein π -Meson emittiert werden soll. In unserem Fall beträgt die „sichtbare“ Energie des σ_K -Sternes (einschliesslich der Bindungsenergien) 300 ± 10 MeV. In den „Muttersternen“ der K^- -Mesonen wurde ohne Erfolg nach gleichzeitig emittierten geladenen schweren Mesonen gesucht.

Winkelkorrelationen beim Zerfall des τ -Mesons

VON H. WINZELER.

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Das τ -Meson hat das Zerfallsschema $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + 74 \text{ MeV}$. In der kernphotographischen Emulsion wird dieser Zerfall, die Bremsspur, sowie meistens der Mutterstern des τ -Mesons beobachtet.

Wie man anhand des Zerfallsschemas überlegen kann, muss der Spin des τ -Mesons ganzzahlig sein, da das π -Meson keinen Spin hat. Wenn aber der Spin des $\tau > 0$ ist, so kann man Polarisierungseffekte beim Emissionsprozess erwarten¹⁾. Bei der Abbremsung bis zum

Zerfall des τ findet keine Depolarisation statt, es sei denn, das τ -Meson habe einen aussergewöhnlich hohen g -Faktor oder erleide unterwegs eine Kernwechselwirkung^{1, 2)}. Es liegt daher nahe, die Stellung der Zerfallsebene in bezug auf die Emissionsrichtung zu untersuchen. Findet man hier eine Korrelation, so würde das ausagen, dass der Spin grösser als 0 ist. Im Diagramm ist das Ergebnis der Untersuchung an 20 τ -Mesonen ersichtlich. $\Theta_{n\tau}$ ist dabei der Winkel, den die Emissionsrichtung mit der Normalen zur Zerfallsebene bildet. Im Falle von Isotropie müsste der Halbwinkel

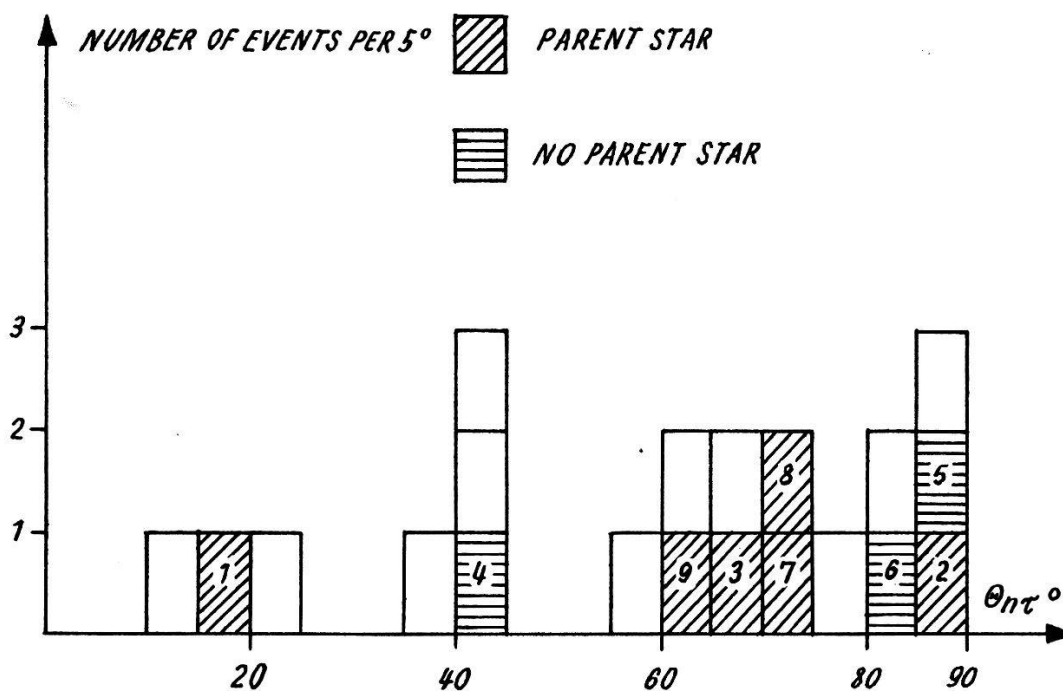


Fig. 1.

$\Theta_{n\tau}(1/2) = 60^\circ$ sein. Definiert man als Mass für die Stärke der Korrelation das Verhältnis der Anzahl von Ereignissen mit einem $\Theta_{n\tau} > 60^\circ$ zu der Anzahl von solchen mit einem $\Theta_{n\tau} < 60^\circ$, so ist dies in unserm Falle 12/8. Dies ist nicht in Widerspruch mit einer $\sin^2 \Theta_{n\tau} d(\cos \Theta_{n\tau})$ -Verteilung. Hingegen ist die Statistik zu klein um dem Ergebnis bereits Bedeutung zuzuschreiben. 4 der obigen Daten wurden uns von der Turiner, 7 von der Römischen Photoplattengruppe zur Verfügung gestellt.

Literatur.

¹⁾ G. WENTZEL, *Helv. Phys. Acta*, **22**, 101 (1949).

²⁾ E. HEIBERG, U. KRUSE, J. MARSHALL, L. MARSHALL and F. SOLMITZ, *Phys. Rev.* **97**, 250 (1955).

Etude de l'évaporation nucléaire dans Ag et Pt par émulsions en sandwich

par CL. ZANGGER et J. ROSSEL

(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel).

Les procédés par émulsions nucléaires permettant d'identifier sans ambiguïté le noyau responsable d'une réaction prennent une importance croissante dans le domaine des hautes énergies: 1^o contact unilatéral, appliqué par HODGSON¹⁾ à l'étude de l'évaporation nucléaire dans le Pb (Jungfraujoeh; C-2); 2^o sandwiches, utilisés par BARBOUR²⁾ pour l'étude de la section efficace de production des étoiles et l'étude des traces grises (ballon; G-5); 3^o réseau de filaments ingérés dans l'émulsion, appliqué par SILVER et WANIEK³⁾ à la détection de réactions par les neutrons très rapides (G-5); 4^o enfin, tentative peu concluante d'introduction de poussières matérielles dans l'émulsion.

Il nous a paru intéressant d'appliquer le procédé du sandwich à l'étude du processus d'évaporation, à la fois pour tenter de préciser les caractéristiques de l'évaporation, spécialement en ce qui concerne le comportement anormal des α , et pour examiner la mise au point et les limites d'application de la méthode.

Méthode expérimentale.

Les sandwiches sont réalisés au moyen d'émulsions Kodak NT-2a (100 μ ; 1" \times 3") sur supports de verre et de feuilles métalliques d'Ag (32,0 μ) et de Pt (20,4 μ) soigneusement laminées et recuites sous presse. Le système est maintenu sur ses grands côtés par de longues pinces-ressort. L'irradiation, de 78 jours, a été effectuée sous la coupole de l'observatoire Sphynx au Jungfraujoeh (3600 m). Les cibles se trouvaient dans un boîtier plat d'Al, horizontal, étanche et rempli d'azote sec. Les émulsions sont développées par obturation thermique. Leur exploration et la reconstruction géométrique des étoiles sont exécutées sur le sandwich, l'observation par optique de 225 x (diamètre du champ de vue = 750 μ) et la reconstruction par projection cotée normale de grossissement 380 \times .

Diverses difficultés expérimentales inhérentes à la méthode ont été soigneusement étudiées et successivement éliminées: destruction des sandwiches par interaction électrochimique, effacement de l'image latente (fading réduit à moins de 5% grâce à l'atmosphère de N₂ sec), destruction mécanique des émulsions à la dessiccation et lors du retour à l'équilibre hygrométrique normal, distorsions de l'émulsion, alignement des deux émulsions développées, amélioration de la netteté d'observation de l'émulsion inférieure, choix de l'épaisseur optimale des feuilles métalliques, méthode de calcul des corrections pour les distributions observées.

Le procédé du sandwich, dans notre application, introduit deux causes d'incertitude inévitables qu'il s'agit de limiter au minimum. 1^o Les émulsions n'étant pas rigoureusement planes, il existait de chaque côté de la feuille métallique une couche de gaz d'épaisseur

moyenne égale à 8μ sans effet sensible sur le freinage mais rendant impossible la détermination exacte de la position de la feuille. Nous avons dû admettre suivant les cas qu'elle était exactement médiane ou en contact direct avec l'émulsion la plus proche du centre de l'étoile. Il en résulte une incertitude d'énergie de l'ordre de la largeur de classe des histogrammes. 2^o D'autre part, il faut s'assurer que les conditions de distorsion et de fond de traces simples permettent de contrôler efficacement la convergence géométrique de deux branches d'une étoile pour éviter la détection d'étoiles factices et la perte d'étoiles vraies. Les essais, ainsi qu'un calcul basé sur les densités superficielles de traces observées et sur les erreurs expérimentales de reconstruction géométrique, ont montré que pour une émulsion sensible aux électrons (G-5) la limite de sécurité est donnée par les étoiles d'au moins quatre branches; par contre, l'émulsion NT-2a choisie permet une mesure sans correction depuis les étoiles à deux branches. Elle assure en outre une meilleure discrimination p - α , mais restreint l'étude à celle des traces noires.

Corrections.

Le calcul des pertes est basé sur l'hypothèse de l'isotropie spatiale des traces d'évaporation dans le système du laboratoire, assez bien fondée pour les protons, suffisamment pour les α ⁴). La probabilité d'enregistrement $p_{1,2}(E)$ d'une trace du groupe des particules à une, resp. deux charges se réduit au calcul d'un angle spatial moyen tenant compte de l'épaisseur de la feuille intermédiaire. Une des limites est définie par le fait que nous éliminons toute trace dont la portion de longueur visible est inférieure au tiers de la portion invisible; ce critère est requis pour une saine reconstruction géométrique des étoiles. Pour l'étude des spectres, l'autre limite est donnée en exigeant que les traces se terminent dans l'émulsion et soient vues sous un angle supérieur à 20° par rapport à la normale au sandwich. Pour le dénombrement des étoiles, nous tenons compte des traces traversant l'émulsion de part en part, la limite étant l'angle de 20° par rapport à la normale; la probabilité $p_{1,2}(E)$ est ensuite prise en moyenne graphiquement sur le spectre énergétique correspondant; on obtient resp. $p_1 \simeq 0,9$, $p_2 \simeq 0,5$ pour les deux éléments. Les deux limites variables font intervenir, par des expressions d'équivalence de parcours, les pouvoirs d'arrêt de l'émulsion relatifs aux éléments; la variation de ceux-ci avec l'énergie est prise en considération en adoptant leurs valeurs successives sur plusieurs domaines d'énergie ce qui rend l'erreur négligeable.

Résultats.

A partir des énergies cinétiques moyennes et des énergies de liaison, et compte tenu de l'émission de neutrons ($\Delta N^{\text{Ag}} \simeq 1,55 \Delta Z$; $\Delta N^{\text{Pt}} \simeq 1,86 \Delta Z$), nous obtenons l'énergie moyenne d'excitation par étoile $U_0^{\text{Ag}} \simeq 202 \text{ MeV}$ et $U_0^{\text{Pt}} \simeq 245 \text{ MeV}$; avec $U = KAT^2$ (modèle du gaz de FERMI; $K \simeq 0,075$), la température initiale $T_0^{\text{Ag}} \simeq 5,0 \text{ MeV}$ et $T_0^{\text{Pt}} \simeq 4,1 \text{ MeV}$.

Les spectres (fig. 1 et 2) représentent l'effet global des différentes énergies d'excitation. Les courbes correspondent à la formule de l'évaporation instantanée⁵); leur ajustement conduit à la détermination d'une température T , valeur moyenne à la fois sur le refroidissement (théoriquement⁴): $T \simeq 0,4 T_0$) et sur la distribution

Spectre corrigé des α de l'Ag

$N = 82; N_{\text{corr.}} = 215; \Delta E = 1,5 \text{ MeV.}$

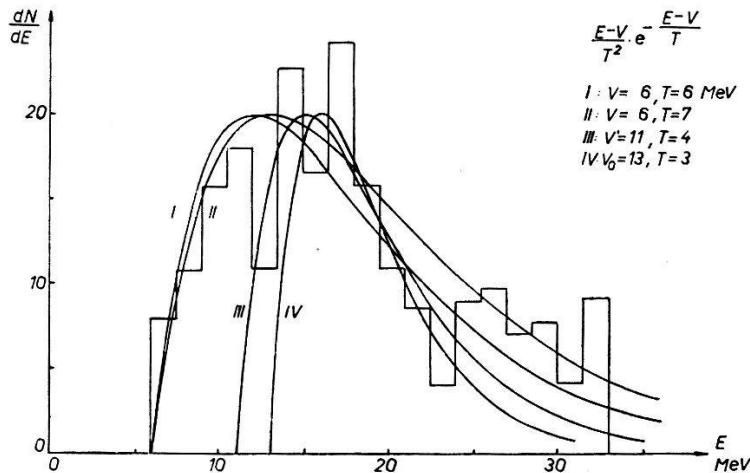


Fig. 1.

Spectre corrigé des α du Pt

$N = 48; N_{\text{corr.}} = 127; \Delta E = 2,25 \text{ MeV.}$

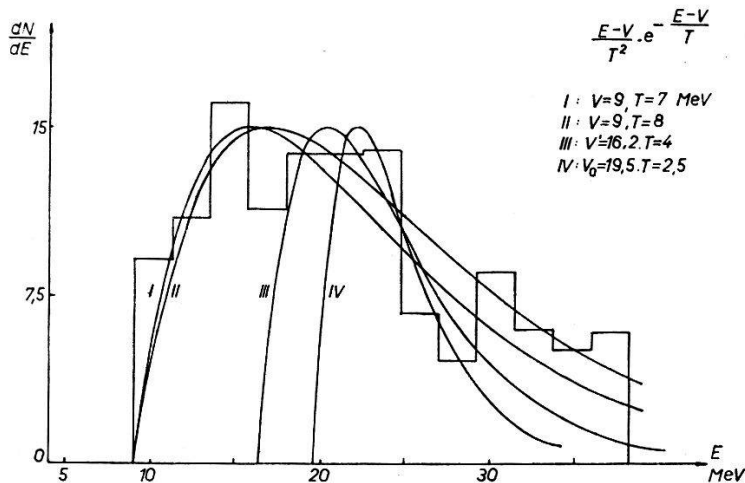


Fig. 2.

des énergies d'excitation. Les courbes IV correspondent à un modèle de noyau indéformable avec barrière (hauteur V_0) de transparence nulle. Les courbes III tiennent compte de la pénétrabilité par un abaissement de V_0 en V' , suivant une méthode usuelle⁶); on sait que cette interprétation théorique permet de rendre compte de façon satisfaisante du comportement des protons. Les courbes I—II con-

duisent d'une part à des températures trop élevées et incompatibles avec les énergies d'excitation mesurées; d'autre part, on obtient ainsi des seuils V exagérément réduits dont l'explication par de fortes déformations du noyau n'est guère justifiée puisque le comportement des protons est normal.

Seule la partie centrale du spectre semble pouvoir s'interpréter comme une évaporation normale. En choisissant un seuil V s'approchant de V_0 , on obtient des températures qui rejoignent celles obtenues à partir des énergies d'excitation mesurées ($T^{\text{Ag}} \simeq 2,0$ MeV; $T^{\text{Pt}} \simeq 1,6$ MeV) et compatibles avec les températures dérivées des spectres des protons. Les spectres α pour Ag et Pt ne présentent aucune différence essentielle et sont décalés dans le sens prévu. L'anomalie, très nette dans les deux cas, du spectre d'énergie des α (excès de particules aux faibles et hautes énergies) pourrait s'interpréter suivant la théorie de SÜSSMANN⁶) par l'intervention du phénomène de fission suivi de vaporisation avec effet DOPPLER consécutif au mouvement des fragments. Une interprétation de nos résultats suivant cette ligne est prévue.

Après amélioration de nos statistiques, nous espérons être en mesure d'indiquer d'autres caractéristiques du phénomène: distribution des étoiles en fonction du nombre de branches, rapport d'émission α/p , etc.

Ce travail a bénéficié des facilités de la Station Alpine du Jungfraujoch et d'un subside de la Commission Suisse de l'Energie Atomique.

Bibliographie.

- 1) P. HODGSON, Phil. Mag. **42**, 82 (1951).
- 2) I. BARBOUR, Phys. Rev. **93**, 535 (1954).
- 3) E. SILVER et R. WANIEK, Rev. Sci. Instr. **25**, 1119 (1954).
- 4) W. HEISENBERG, Kosmische Strahlung **188**, 219 (1953).
- 5) V. WEISSKOPF, Phys. Rev. **52**, 295 (1937).
- 6) G. SÜSSMANN, Zschr. f. Naturforschung **8a**, 404 (1953).

Zur Deutung der relativistischen Wellenfunktionen

von E. C. G. STUECKELBERG und G. WANDERS (Genf)*).

In der Quantentheorie der Wellenfelder hat sich die Möglichkeit gezeigt, einen Zustand vollständig durch einen unendlichen Satz von *Wellenfunktionen* zu beschreiben. Im Falle eines geladenen Nukleonfeldes der Masse m , $\Psi(x)$, das mit einem neutralen Meso-

*) Diese Arbeit wurde durch die Schweizerische Kommission für Atomenergie unterstützt.

nenfeld (Masse κ), $\Phi(x)$, gekoppelt ist, sind diese Funktionen als Matrixelemente eines chronologischen Produktes zwischen dem Vakuum $|0\rangle$ und dem beschriebenen Zustand $|\alpha\rangle$ definiert:

$$\begin{aligned} \varphi(x_1 \dots x_m; y_1 \dots y_n; z_1 \dots z_p) = \\ = \langle 0 | T[\Psi(x_1) \dots \Psi(x_m) \Phi(y_1) \dots \Phi(y_n) \Psi^+(z_1) \dots \Psi^+(z_p)] | \alpha \rangle \end{aligned} \quad (1)$$

$\Psi(x)$ und $\Phi(x)$ sind Operatoren der Heisenbergdarstellung.

Um ein anschauliches Verständnis des Formalismus zu gewinnen, schien es uns nützlich die *asymptotische Form* der Wellenfunktionen auszuwerten, was wir hier für Näherungen zweier Funktionen tun.

Zuerst sei $|\alpha\rangle$ ein *Einpartikelzustand*, in dem nur ein physikalisches Nukleon vorhanden ist, und wir betrachten die Funktion $\varphi(x, y) = \langle 0 | T[\Psi(x) \Phi(y)] | \alpha \rangle$. Sie gibt die Amplitude an mit welcher, im Einnukleonenzustand, im Raumzeitpunkt x ein Nukleon vernichtet oder ein Antinukleon erzeugt, und zugleich im Punkte y ein Meson absorbiert oder emittiert werden kann. Die erste, störungstheoretische, Näherung von $\varphi(x; y; 0)$ ist, in einer rein skalaren Theorie, durch

$$\varphi_1(x; y; 0) = i 2 m g \int (dz)^4 D_m^c(x-z) D_\kappa^c(y-z) \varphi(z) \quad (2)$$

gegeben. $\varphi(z) = \langle 0 | \Psi(z) | \alpha \rangle$ ist die erste Wellenfunktion. Ist das Nukleon ruhend ($\varphi(z) \sim \exp[-imtz]$), so erhält man für $\varphi_1(x; y; 0)$, wenn $\tau^2 = -(x-y)^2 \rightarrow \infty$ und x im Zukunftskegel von y liegt, folgenden asymptotischen Ausdruck:

$$\begin{aligned} \varphi_1(x; y; 0) \sim & \frac{\sqrt{m}}{m(ch\psi - 1) + \frac{1}{2} \frac{\kappa^2}{m}} \frac{1}{\tau^{3/2}} e^{-im\tau} e^{-imt_y} \\ & - \frac{\sqrt{\kappa}}{\kappa ch\psi + \frac{1}{2} \frac{\kappa^2}{m}} \frac{1}{\tau^{3/2}} e^{-i\kappa\tau} e^{-imt_x} \end{aligned} \quad (3)$$

ψ ist der hyperbolische Winkel $ch\psi = (t_x - t_y)/\tau$ zwischen Zeitachse und Vierervektor $x - y$. Da die Amplitude in x eines Teilchens der Masse m , welches in y erzeugt wurde, proportional $\tau^{-3/2} \exp[-im\tau]$ ist, beschreibt der erste Term die Fortpflanzung eines Nukleons von y nach x . Seine Amplitude ist geschwindigkeits(β -)abhängig ($\beta = th\psi$), und weist eine Resonanz für $\beta = 0$, mit Halbwertsbreite $\beta = \kappa/m$ auf. Es wird also folgender Prozess beschrieben: in y wird das „virtuelle Meson“ aus der „Mesonenwolke“ vernichtet, somit wird das Nukleon frei und kann später in x vernichtet werden. Wegen der kurzen Ausdehnung der Mesonenwolke wird

das Nukleon in der unmittelbaren Nachbarschaft von y frei und scheint daher, in grosser raumzeitlicher Entfernung betrachtet, von y her zu kommen. Die Geschwindigkeitsverteilung entspricht einer Impulsverteilung mit dem Halbwert κ . Dieses ist der mittlere Impuls den das Nukleon in der Mesonenwolke besass.

Beim zweiten Term wird ein, in y erzeugtes, freies Meson in x zuerst durch das Nukleon absorbiert. Dieses wird dann als „virtuelles Teilchen“ vernichtet*). Dieser Term ist auch ψ -abhängig, jedoch ohne starke Resonanz.

Als zweiten Fall untersuchen wir den Grundzustand $|\alpha\rangle$ des gebundenen Zweinukleonensystems $\varphi(x_1 x_2; 0; 0) = \langle 0 | T [\Psi(x_1) \Psi(x_2)] |\alpha\rangle$ in der Näherung der „Leiterapproximation“ der skalaren Bethe-Salpetergleichung:

$$\varphi_1(x_1 x_2; 0; 0) = -i 4 m^2 \cdot g^2 \int (dx'_1)^4 (dx'_2)^4 D_m^c(x_1 - x'_1) \times \\ \times D_m^c(x_2 - x'_2) D_\kappa^c(x'_1 - x'_2) \varphi_1(x'_1 x'_2; 0; 0)$$

WICK¹⁾ hat kürzlich eine Integraldarstellung der Fouriertransformierten dieser Funktion im Falle $\kappa = 0$ angegeben. Aus ihr haben wir folgende asymptotische Form abgeleitet (x_1 im Zukunftskegel von x_2):

$$\varphi_1(x_1 x_2; 0; 0) \sim \frac{1}{\left[m(ch\psi - 1) + \frac{1}{2} B \right]^2} \frac{1}{\tau^{3/2}} e^{-im\tau} e^{-iEt_{x_2}} \\ - \frac{1}{\left[m(ch\psi + 1) - \frac{1}{2} B \right]^2} \frac{1}{\tau^{3/2}} e^{-im\tau} e^{-iEt_{x_1}} \\ - \frac{m^2}{m_B^4 ch^2 \psi} \frac{\sin \Delta m_B t}{m t} \frac{1}{\tau^{3/2}} e^{-im_B \tau} e^{-\frac{i}{2} E(t_{x_1} + t_{x_2})} \quad (5)$$

B ist die Bindungsenergie, $E = 2m - B$ die Gesamtenergie. Im ersten Term wird das eine Nukleon in x_2 vernichtet und das andere läuft frei von x_2 nach x_1 . Die resonanzartige ψ -Abhängigkeit entspricht einer Impulsverteilung mit Halbwert $m_B = \sqrt{mB}$, dem mittleren Impuls eines Nukleons in der ersten Bohrschen Bahn: Nach Vernichtung eines Teilchens, pflanzt sich, wie oben, das andere mit dem mittleren Impuls fort, den es im gebundenen System besass.

Im zweiten Term wird in x_2 ein Antinukleon erzeugt, das sich in x_1 mit einem der gebundenen Nukleonen vernichtet, so dass dort das andere, als „virtuelles Teilchen“ absorbiert werden kann. Die scharfe Resonanz für $\psi = 0$ fehlt wieder.

*) „Virtuell“, weil sein Energie-Impuls nicht mehr der des freien Teilchens ist.

Im letzten Term, der für ein gebundenes System charakteristisch ist, erscheint ein Energie-Impulstransport von x_2 nach x_1 durch eine Masse m_B . Alle Bindungseffekte lassen sich asymptotisch in ein *Bindungsquant* der Masse m_B aufsummieren. Jedoch sind die Effekte dieses Bindungsquants (wegen des Dämpfungsfaktors $\sin \Delta m_B t/t$, $\Delta m_B \ll m_B$; $t = t_{x_1} - t_{x_2}$) auf kurze Zeitintervalle beschränkt. Man kann also nicht erwarten es frei beobachten zu können.

Somit haben, von dem rasch abklingenden Bindungsterm abgesehen, die asymptotischen Formen (3) und (5) analoge Struktur und lassen sich leicht vernünftig interpretieren.

Literatur.

- 1) C. G. WICK, Phys. Rev. **96**, 1124 (1954).

Über das Schalenmodell für Atomkerne

VON K. BLEULER UND CH. TERREAUX

(Seminar für Theoretische Physik der Universität Zürich).

Erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta.

Präzisionsmessung einiger p, γ -Resonanzen

VON F. BUMILLER UND H. H. STAUB

(Physikalisches Institut der Universität Zürich).

Zusammenfassung.

Es wurden Protonenresonanzen an Aluminium, Fluor und Lithium gemessen. Die Energie der einfallenden Protonen wurde mit einem 180° homogenen magnetischen Analysator bestimmt. Zur Berechnung der Energie aus der magnetischen Ablenkung wurden das gyromagnetische Verhältnis

$$\gamma_P = (2,67528 \pm 0,00006) \times 10^4 \text{ sec}^{-1} \cdot \text{Gauss}^{-1}$$

(THOMAS *et al.* PR **78**, 787)

und das Verhältnis aus Cyclotron- und Spinfrequenz

$$\nu_s/\nu_c = 2,79268 \pm 0,00006$$

(SOMMER *et al.* PR. **82**, 697)

verwendet.

Die Ergebnisse sind:

Aluminium	$990,8 \pm 0,2$ keV	} absolute Volt
Fluor	$871,2 \pm 0,4$ keV	
Fluor	$340,4 \pm 0,3$ keV	
Lithium	$441,2 \pm 0,6$ keV	

Eine ausführliche Arbeit über die Experimente folgt demnächst in den *Helv. Phys. Acta.*

Impulsspektrographen mit logarithmischer Energieskala

VON D. MAEDER (ETH., Zürich).

Bei der Untersuchung von γ -Spektren nach der Szintillationsmethode sind die harten gegenüber den weicheren Strahlungskomponenten hinsichtlich Ansprechwahrscheinlichkeit und effektivem Photoanteil sehr benachteiligt; auch die Energieabhängigkeit der absoluten Linienbreite wirkt sich im gleichen Sinne aus. Überdies ist den zu analysierenden Photolinien stets eine kontinuierliche Impulsverteilung überlagert (Bremskontinuum der β -Strahler, Streustrahlung aus der Umgebung, Compton-Elektronen im Szintillationskristall), welche mit abnehmender Amplitude ansteigt. Die so verursachten grossen Intensitätsunterschiede haben beim Arbeiten mit Vielkanalspektrometern¹⁾ zur Folge, dass das Zählvermögen der meisten Kanäle nicht ausgenützt werden kann, während einige wenige Kanäle bereits voll ausgesteuert sind. Bei Verwendung photographischer Verfahren²⁾ zwingen grosse Intensitätsvariationen innerhalb der aufzunehmenden Spektren entweder zur Benützung einer entsprechend zusammengedrängten und daher weniger genauen Intensitätsskala oder andernfalls zu einer Unterteilung der Aufnahmen in mehrere Belichtungsstufen, wie z. B. in Fig. 1A (lineare Intensitätsskala, mittels eines „elektrischen Graukeils“ erzeugt³⁾).

Diese Schwierigkeiten können dadurch vermindert werden, dass man den Impulsspektrographen ein deformiertes Spektrum registrieren lässt: die Gebiete niedriger Energie werden auseinandergezogen und dafür diejenigen höherer Energie zusammengedrängt, ohne dabei die den einzelnen Energieintervallen zugehörigen Flächen bzw. Stosszahlen zu ändern. Bei logarithmischer Energieskala erscheinen die Ordinaten des ursprünglichen Spektrums gerade mit den Energiewerten multipliziert; wie Fig. 1B zeigt, ist in diesem Fall zur Aufnahme des ganzen Ra-Spektrums nur noch *ein* Belichtungssprung erforderlich.

Die logarithmische Umformung der Spektren erfolgt in einem kleinen Vorschaltgerät, dessen Arbeitsweise aus Fig. 2 hervorgeht. Die Gleichförmigkeit der so erhaltenen logarithmischen Skala in einem Amplitudenbereich von 1:50 ist aus den in Fig. 3 wiedergegebenen nahezu äquidistanten Eichmarken ersichtlich. Bei der

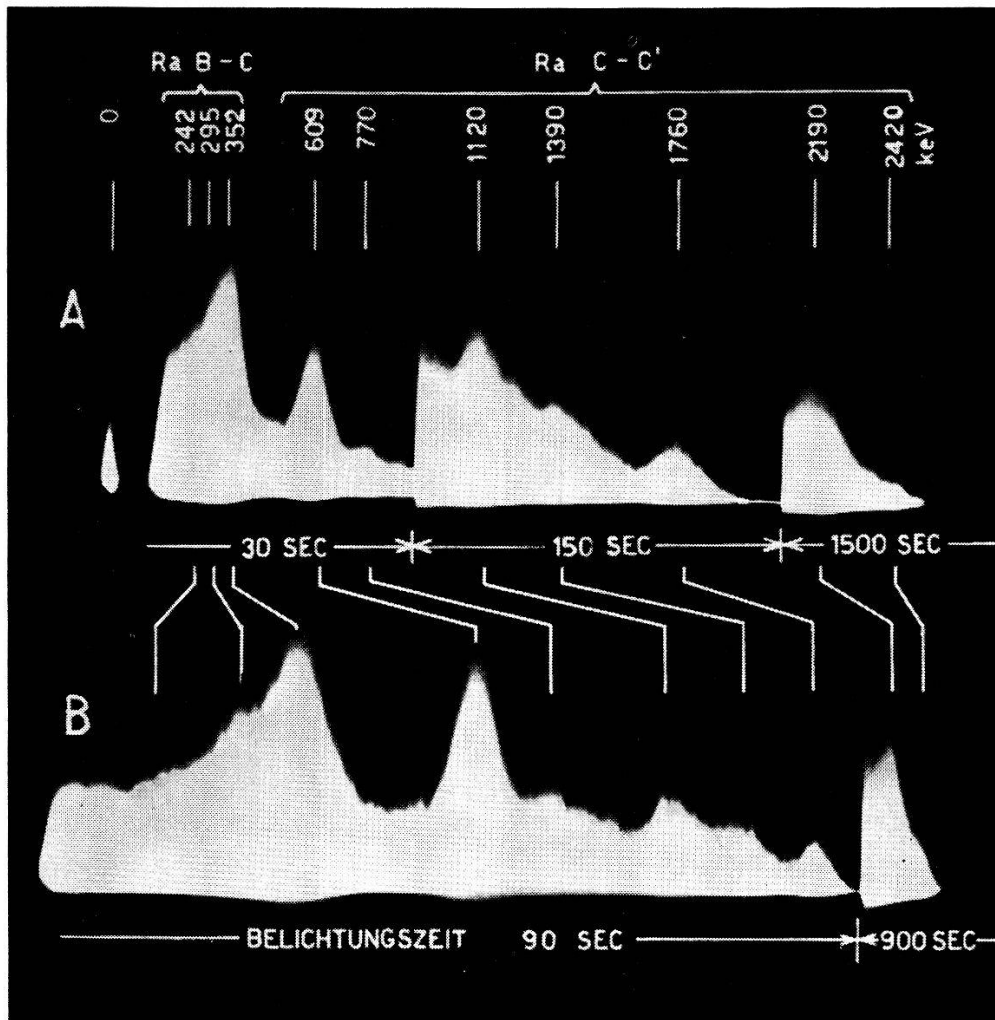


Fig. 1.

Szintillationsspektrum der durch 0,5 mm Pt gefilterten γ -Strahlen von Radium, aufgenommen im Impulsspektrographen mit exponentiell verlaufender Zeitablensspannung (ohne optischen Graukeil):

- A. mit linearer Energieablenkung,
- B. mit logarithmischer Energieablenkung.

Aufnahme des Szintillationsspektrums von Fig. 3 wurde die Anzahl einfallender Quanten für alle 4 Komponenten annähernd gleich gross gewählt. Die geringen Unterschiede zwischen den Höhen der 4 Maxima zeigen somit, dass die auf die Photospitze bezogene Zählempfindlichkeit eines mit logarithmischer Energieskala ausgerüsteten Szintillationsspektrometers in einem gewissen Bereich nur

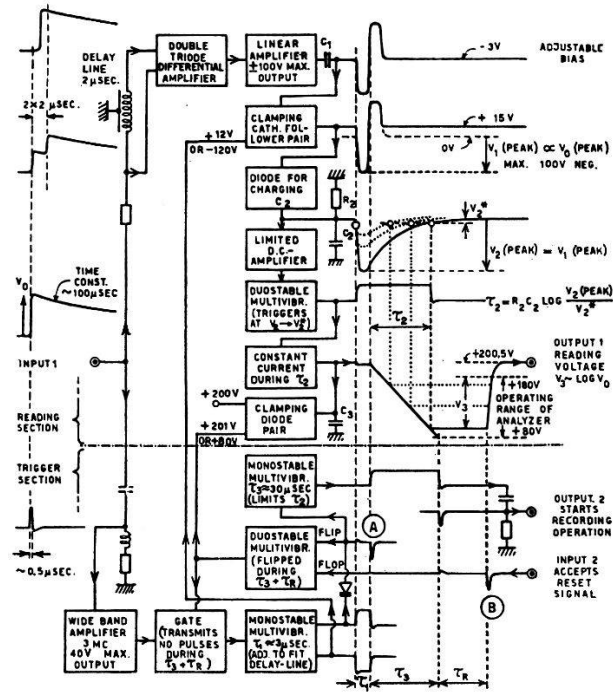


Fig. 2.

Blockschema des logarithmischen Impulsformers.

C_2 wird zunächst auf die der Eingangsamplitude (V_0) proportionale Spitzenspannung V_2 aufgeladen. Die anschließende Entladung über R_2 benötigt zum Erreichen eines vorbestimmten Endwertes V_2^* eine Zeit τ_2 (max. $30 \mu\text{sec}$). Durch lineare Aufladung von C_3 während τ_2 erhält man die dem Impulsspektrographen zuzuführende Meßspannung V_3 ; diese wird während der Registrierdauer τ_R — d. h. bis zum Eintreffen des Rückstellimpulses B — konstant gehalten.

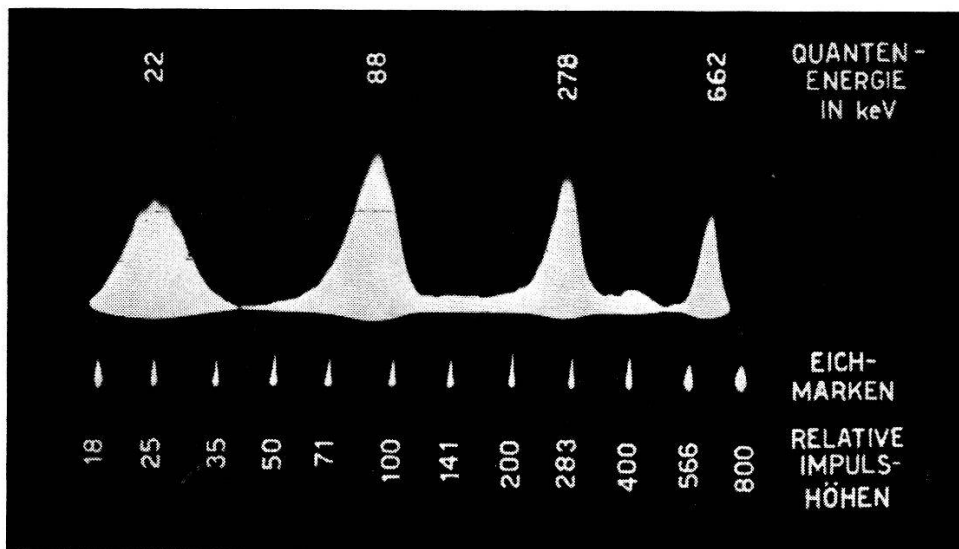


Fig. 3.

Oben: Szintillationsspektrum, erzeugt in einem NaI(Tl)-Kristall ($R = 17,5 \text{ mm}$, $L = 25 \text{ mm}$) durch die gleiche Anzahl einfallender Quanten von 4 verschiedenen Energien ($\text{Cd}^{109}(X_K \text{ und } \gamma)$, Hg^{203} , Cs^{137} ; Röntgenstrahlen zum Teil absorbiert). Unten: Künstliche Energieskala, aufgenommen mittels Eichimpulsen, deren Amplituden sich um lauter ganzzahlige Potenzen des Faktors $\sqrt{2}$ voneinander unterscheiden.

wenig von der Energie abhängt. Bei Verwendung grösserer Kristalle, etwa $L = R = 6$ cm, würde sich der entsprechende Bereich bis auf über 2 MeV erstrecken.

Ein ausführlicherer Bericht über diese Arbeit erscheint in Rev. Sci. Instr.

Literatur.

- 1) Siehe z. B. E. BALDINGER und W. HAEBERLI, Impulsverstärker und Impulsspektrographen, *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.* XXVII, 248 (1953).
- 2) D. MAEDER, *Helv. Phys. Acta* **20**, 230 (1947); W. BERNSTEIN, R. L. CHASE und A. W. SCHARDT, *Rev. Sci. Instr.* **24**, 437 (1953).
- 3) D. MAEDER und H. MEDICUS, *Helv. Phys. Acta* **23** (Suppl. III) 175 (1950).

**Eichung von Szintillationsspektrometern mit den γ -Strahlen
von Radium und von Mn^{56}**

VON M. GARCIA MUÑOZ*) und D. MAEDER (ETH., Zürich).

Bei der Messung von γ -Spektren mit Hilfe der Szintillationsmethode ist man auf Eichpräparate angewiesen, welche in dem zu untersuchenden Energiebereich nur wenige, genügend weit auseinanderliegende γ -Linien von genau bekannter Energie liefern. Unterhalb 1,4 MeV ist eine grosse Auswahl radioaktiver Quellen bekannt, welche diese Anforderungen erfüllen und zugleich eine für die Verwendung als Eichpräparat erwünschte lange Halbwertszeit besitzen. Im Bereich 1,4 . . . 2,8 MeV stellt Na^{24} eine ausgezeichnete Eichsubstanz dar¹⁾, jedoch erfordert dessen Herstellung sehr intensive Neutronenquellen ($\sigma_{\text{therm}} \approx 0,5$ barn für $\text{Na}^{23}(n, \gamma)$). Wegen der Halbwertszeit von 15 h kommt daher Na^{24} kaum als ständig verfügbares Eichpräparat in Betracht.

Im selben Energiebereich emittiert Radium im Gleichgewicht mit seinen Folgeprodukten eine Reihe von γ -Strahlen, deren Energien zum Teil seit langem recht genau bekannt sind²⁾. Das γ -Spektrum ist allerdings derart komplex, dass in der Szintillations-Amplitudenverteilung einige der Maxima einer Überlagerung mehrerer γ -Komponenten zugeordnet werden müssen; ausserdem zeigten neuere Untersuchungen³⁾ merkliche Diskrepanzen hinsichtlich Energie und Zuordnung gewisser Elektronenlinien. Um Ra als Eichsubstanz verwenden zu können, haben wir daher die im NaI-Szintillationspektrum einwandfrei erkennbaren Photolinien durch rasch abwechselnde Aufnahmen im photographischen Impulsspektrometer an die sehr genau bekannten γ -Energien von Cs^{137} , Co^{60} und Na^{24}

*) Junta de Energia Nuclear, Madrid.

angeschlossen. Bei linearer bzw. logarithmischer Energieablenkung⁴⁾ und entsprechender graphischer Interpolation erhielten wir die in den ersten beiden Kolonnen von Tabelle 1 angegebenen Resultate. Der Vergleich mit den auf Grund von Messungen mit magnetischen Spektrometern²⁾³⁾ zu erwartenden unaufgelösten mittleren „Szintillationslinien“ (letzte Kolonne in Tab. 1) zeigt, dass die Benützung von Radium bei 2 MeV Energieeichungen mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 1\%$ ermöglicht. Die Verbreiterung der beiden „Linien“ von 1,76 und 2,19 MeV macht sich jedoch bereits störend bemerkbar. Der grosse Messfehler der Linie bei 2,43 MeV ist durch die Nähe der viel intensiveren 2,19 MeV-Linie bedingt.

Tabelle 1.

Scheinbare Photolinien im Szintillationsspektrum von Ra ($C \rightarrow C'$).
(Energien in keV.)

Energie der Szintillationsmaxima,			Einzelne γ -Komponenten Literaturwerte*)		Gewogenes Mittel der bei- tragenden γ -Energien
gemessen mit dem		geeicht mit	Energie	Relative Intensität	
linearen I. S.	logarithm. I. S.				
615 ± 7	603 ± 6	$\beta^+(\text{Na}^{22})$ und Cs^{137}	609	100	609
1121 ± 12	1128 ± 10	Co^{60}	1120	26	1120
1375 ± 12	1390 ± 15	Co^{60}	1378 1416	12 4	1388
1777 ± 15	1760 ± 17	Na^{24}	~ 1680 ~ 1730 1764 1848	4 6 22 4	1758
2207 ± 20	2190 ± 20	Na^{24}	~ 2130 2204	3 9	2186
2450 ± 30	2427 ± 30	Na^{24}	2432	4	2432

Ein wesentlich einfacheres Eichspektrum erhalten wir beim Zerfall $\text{Mn}^{56} \rightarrow \text{Fe}^{56}$. Wegen der Halbwertszeit von 2,6 h müssen entsprechende Eichpräparate allerdings immer wieder neu hergestellt werden, wozu aber bereits eine relativ schwache Neutronenquelle ausreicht ($\sigma_{\text{therm}} \approx 13$ barn für $\text{Mn}^{55}(n, \gamma)$). Der Verwendung von Mn^{56} als Eichsubstanz stand jedoch eine beträchtliche Abweichung

*) Zusammengefasst (Intensitäten teilweise aus den publizierten Kurven geschätzt nach ²⁾³⁾⁵).

zwischen den bisherigen Literaturangaben^{6) 7)} im Wege (siehe Tab. 2). Wir haben daher die Energie der drei γ -Strahlen in analoger Weise wie beim Ra aus Szintillationsmessungen neu bestimmt. Unsere Ergebnisse bestätigen diejenigen von ELLIOTT und DEUTSCH⁶⁾ mit grosser Genauigkeit.

Tabelle 2.

Energien der γ -Strahlen von $\text{Mn}^{56} \rightarrow \text{Fe}^{56}$.
(alle Angaben in keV.)

Bezeichnung des γ -Überganges	Messungen mit magnetischen Spektrometern		Szintillationsmessungen		
	ELLIOT und DEUTSCH ⁶⁾	SIEG- BAHN ⁷⁾	Art der Energieablenkung		Eichung mit
			linear	logarithm.	
γ_1	850	822	839 ± 7	851 ± 7	Cs^{137} und Co^{60}
γ_2	1810	1770	1806 ± 12	1812 ± 12	Na^{24}
γ_3	2130	2060	2130 ± 15	2139 ± 18	Na^{24}

Ein ausführlicher Artikel erscheint in *Anales de la Real Sociedad Española de Física y Química*.

Literatur.

- 1) A. HEDGRAN and D. LIND, *Arkiv Fysik* **5**, 177 (1952).
- 2) C. D. ELLIS, *Proc. Roy. Soc. (London)* **143 A**, 350 (1933).
- 3) G. D. LATYSHEV, *Rev. Mod. Phys.* **19**, 132 (1947). – S. KAGEYAMA, *J. Phys. Soc. Japan* **7**, 93 (1952). – M. MLADJENOVIC and A. HEDGRAN, *Physica* **18**, 1242 (1952). – R. M. PEARCE and K. C. MANN, *Can. J. Phys.* **31**, 592 (1953). – G. LINDSTRÖM, A. HEDGRAN and D. E. ALBURGER, *Phys. Rev.* **89**, 1303 (1953).
- 4) D. MAEDER, *Helv. Phys. Acta* **28**, 356 (1955).
- 5) D. E. MULLER, H. C. HOYT, D. J. KLEIN and J. W. M. DU MOND, *Phys. Rev.* **88**, 775 (1952).
- 6) L. G. ELLIOT and M. DEUTSCH, *Phys. Rev.* **64**, 321 (1943).
- 7) K. SIEGBAHN, *Arkiv Mat., Astron. Fysik* **33 A**, Nr. 10 (1946).

Verstärkung schneller Impulse mit Sekundäremissionspentoden

von H. GLÄTTLI, E. LOEPFE und P. STOLL (ETH., Zürich).

Neuerdings werden zur Verstärkung von Impulsen mit steiler Anstiegsflanke an Stelle von Laufzeitketten Sekundäremissionspentoden verwendet. Man erreicht damit gegenüber normalen Pentoden eine um den Vervielfachungsfaktor η grössere Gütezahl $S/Ctot$ was einer um η geringeren Anzahl Röhren gleichkommt¹⁾.

*

Im Gegensatz zum Anodenstrom I_a ist der Dynodenstrom I_d negativ. Diese Eigenschaft ermöglicht regenerative Anordnungen mit nur einem Röhrensystem²⁻⁴).

Häufig legt man die Dynode nicht an konstantes Potential, sondern macht die Dynodenspannung U_d über einen Seriewiderstand R_d gleitend. Wird in Betracht gezogen, dass η bei der für die

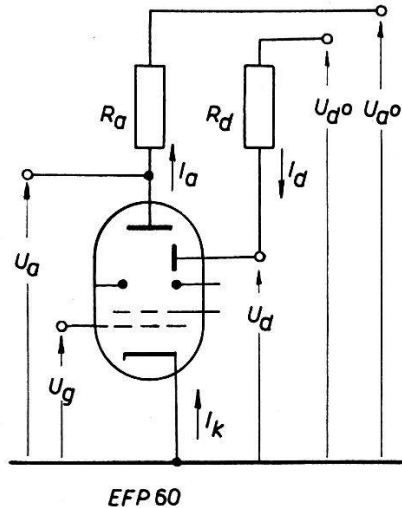


Fig. 1.

Sekundäremissions-Pentode

Dynode meist verwendeten Ag-Mg-Legierung bis etwa 500 V angenähert linear mit U_d anwächst⁵⁻⁷), so lässt sich zeigen, dass an der Dynode selbst ein regenerativer Prozess auftreten kann. Zu den normalen Pentodengleichungen kommen drei weitere hinzu, die den Sekundäreffekt charakterisieren:

$$I_d = I_a - I_k$$

$$I_a = \eta \cdot I_k$$

$$\eta = S_d U_d$$

Wird die Gitterspannung vom Cut-Off-Punkt aus gerechnet, so ergibt sich für

$$I_d(U_g) = \frac{S U_g (S_d U_d o - 1)}{1 - S S_d R_d U_g}$$

und ein ähnlicher Ausdruck für I_a .

Interessant ist der Fall, wo $U_d o > 1/S_d$ ist; dann steigen I_d und I_a für $U_g \rightarrow 1/S S_d R_d$ asymptotisch an. Durch geeignete Wahl der Parameter R_d und $U_d o$ hat man es in der Hand, willkürlich nicht-lineare Charakteristiken in einem sehr weiten Krümmungsbereich zu erzeugen.

Es lassen sich damit ohne weiteres Kennlinienknicke mit um drei und mehr Zehnerpotenzen grösserer Krümmung erreichen als mit Germaniumdioden. Dazu kommt noch der Vorteil, dass die Sekundäremission eine mindestens 100mal kleinere Trägheit aufweist als der Flussleitwert von Ge-Dioden. Die Grenze der möglichen Impulsanstiegszeiten τ ist dadurch gegeben, dass R_a nicht beliebig

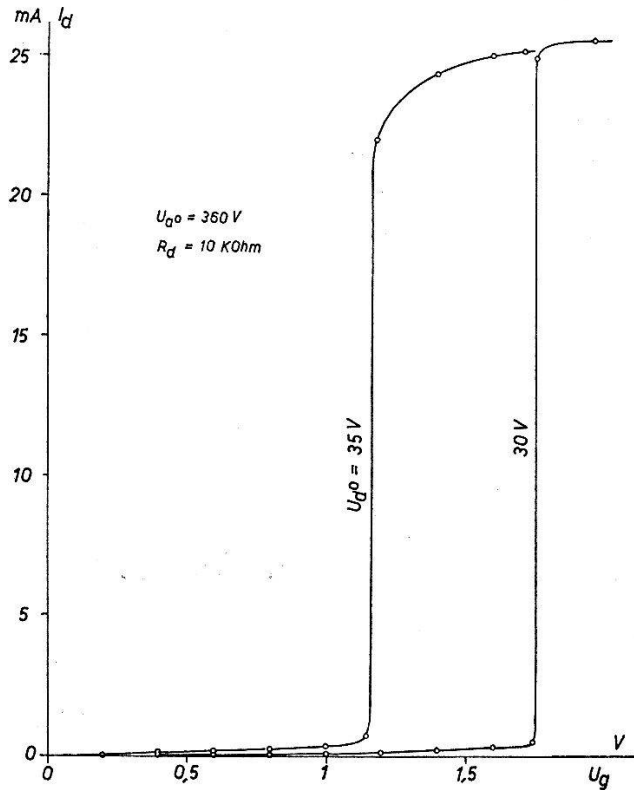


Fig. 2.

$I_d(U_g)$ -Kennlinien einer EFP 60.

klein gemacht werden darf, da sonst ins Gitterstromgebiet ausgereicht werden müsste. Bei der EFP 60 liegt sie bei einigen $m\mu$ sec.

Der Widerstand des steilen Astes beträgt bei der 30-V-Kurve von Fig. 2 weniger als 0,5 Ohm; dieser Wert ist wiederum wesentlich kleiner als der entsprechende von Ge-Dioden.

Die Begrenzung von U_a erfolgt durch Raumladung vor der Anode; sie kann durch genügend hohes U_{a0} bis etwa 500 V getrieben werden. Es ist aber zu beachten, dass das Verhältnis von Impulsbreite zu Impulsabstand genügend klein ist, damit die zulässige Dynodenbelastung nicht überschritten wird.

Literatur.

- 1) D. BRINI, L. PELI, O. RIMONDI and P. VERONESI, Nuovo Cim. **11**, 651 (1954).
- 2) F. H. WELLS, Nucleonics **10**, 4, 28 (1952).
- 3) I. A. D. LEWIS, F. H. WELLS, Millimicrosecond Pulse Technics 115, 141, London 1954.

- 4) E. BALDINGER und M. NICOLET, Z. ang. Math. und Phys. **5**, 508 (1954).
 5) V. K. ZWORYKIN, J. E. RUEDY and E. W. PIKE, J. appl. Phys. **12**, 696 (1941).
 6) N. SCHAEFFLI, Helv. Phys. Acta **23**, 115 (1950).
 7) R. F. POST, Nucleonics **10**, 5, 47 (1952).

Dreifach-Koinzidenzmischstufe für schnelle Impulse

VON H. GLÄTTLI, E. LOEPFE und P. STOLL (ETH., Zürich).

Zur Ausmessung der angeregten Zustände im Be^8 mit Hilfe der Reaktion $\text{B}^{11}(\text{p}, \alpha) 2\alpha$ ist die nachstehend skizzierte Dreifach-Koinzidenzapparatur gebaut worden.

Da bis zu α -Energien von etwa 0,5 MeV hinunter gemessen werden muss, wurde von einer direkten Mischung der Multiplierimpulse

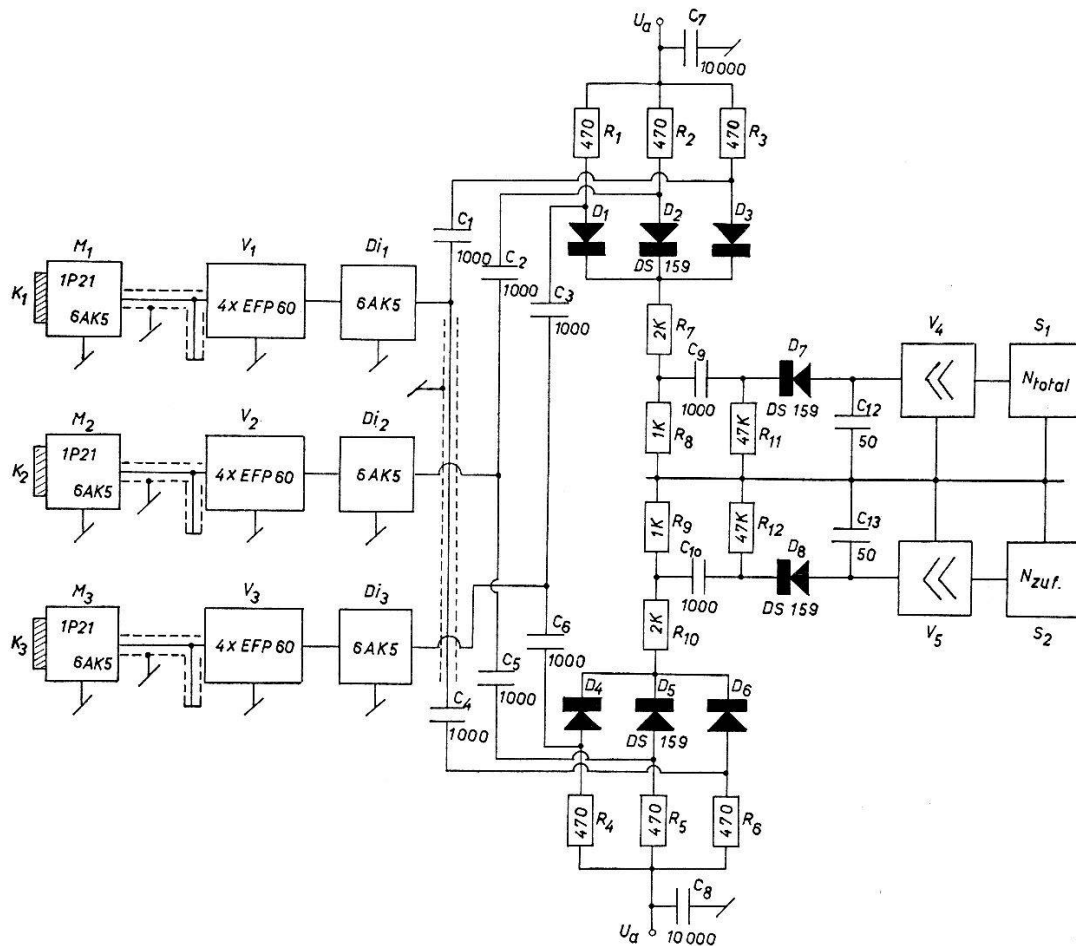


Fig. 1.

Schaltschema der 3 α -Koinzidenzapparatur.

abgesehen; diese werden vorerst in je einem Verstärker mit vier Sekundäremissionspentoden auf eine Spannung verstärkt, die sich bequemer handhaben lässt.

Als nichtlineare Elemente kamen UHF-Germaniumdioden vom Typ DS 159 (Süddeutsche Apparatefabrik Nürnberg) zur Anwendung. Sie erwiesen sich den G-7A der General Electric Co.¹⁾ in bezug auf die Flussleitwert-Trägheit und den entsprechenden Impulshöhenverlust als überlegen; zudem ist ihre Sperrfestigkeit wesentlich höher.

Aus Raumgründen und weil die Zähler nicht energetisch diskriminieren müssen²⁾, wurden drei 1P21-Multiplier M_{1-3} in Verbindung mit Stilben-Kristallen K_{1-3} verwendet. Bevor die Impulse in die EFP-60-Verstärker gelangen, die eine Anstiegszeit von $5 \cdot 10^{-9}$ sec und einen Verstärkungsfaktor von 300 aufweisen, werden sie in einer

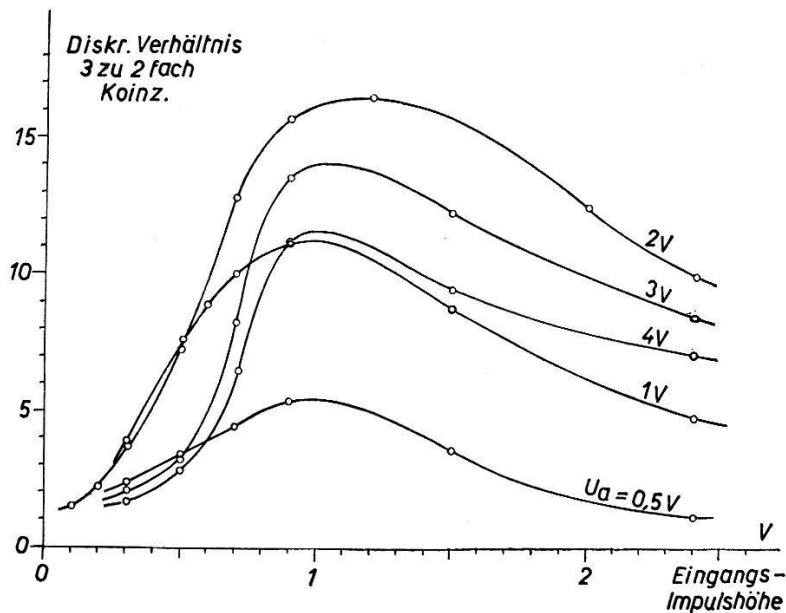


Fig. 2.

Diskriminierverhältnis von Dreifach- zu Zweifachkoinzidenzen.

am Ende kurzgeschlossenen Delay-Line auf $4 \cdot 10^{-8}$ sec Breite normiert. Nach der Verstärkung sorgen drei Cutoff-Diskriminatoren Di_{1-3} für eine Normierung in der Höhe. Bei den hierzu verwendeten 6AK5 in Kathodenkopplung ist der Aussteuerungsbereich so eingestellt, dass Impulse von 1,2 Volt Höhe in die Mischstufen kommen.

Diese bestehen aus zwei symmetrisch gebauten Kanälen, wobei im unteren Kanal (Dioden D_{4-6}) in den Weg der vom Multiplier M_1 kommenden Impulse eine Delay-Line eingeschoben ist. Die Verzögerungszeit wurde derart bemessen ($1,5 \cdot 10^{-7}$ sec), dass keine wirklichen Koinzidenzen durchgehen und nur zufällige (N_{zuf}) gezählt werden, die von der totalen Zahl (N_{tot}) im oberen Kanal zu subtrahieren sind.

Die beiden DS 159 D_7, D_8 verlängern die durchgehenden Impulse in Verbindung mit R_{11} und C_{12} bzw. R_{12} und C_{13} auf 30 μ sec, so

dass sie mit einfachen Verstärkern V_4 , V_5 auf die zur Aussteuerung der Scaler S_1 und S_2 notwendige Höhe gebracht werden können.

Fig. 2 zeigt das Spannungsverhältnis ϱ der Ausgangsimpulse, wenn an drei bzw. zwei der Eingänge koinzidente Impulse variabler Höhe gelegt werden. Die Multiplierimpulse wurden dazu in einer EFP-60-Triggerstufe nachgebildet³⁾. Der Verlauf von ϱ wurde für fünf Werte von U_a aufgenommen; dabei zeigte sich, dass für $U_a = 2$ V und eine Eingangsimpulshöhe von 1,2 V ein absolutes Maximum auftritt. Diese Werte wurden in der Folge auch beibehalten.

Literatur.

- 1) R. L. GARWIN, Rev. Sci. Instrum. **24**, 618 (1953).
- 2) H. GLÄTTLI, E. LOEPFE und P. SCHERRER, Nuovo Cim. **12**, 174 (1954).
- 3) N. F. MOODY, G. J. R. McLUSKY and M. O. DEIGHTON, Electronic Engino. **24**, 214 (1952).

Angeregte Zustände in Be^8 im Zusammenhang mit der Reaktion $\text{C}^{12}(\gamma, \alpha)\text{Be}^8$

von H. GLÄTTLI, E. LOEPFE und P. STOLL (ETH., Zürich).

Unter den verschiedenen Reaktionen, die auf eine Aufspaltung des breiten 2,9-MeV-Zustandes in Be^8 in mehrere Niveaus normaler Breite hinweisen, ist der Prozess $\text{C}^{12}(\gamma, \alpha)\text{Be}^{8*}$, $\text{Be}^{8*} \rightarrow 2\alpha$ bisher nicht vertreten (vgl. 1).

Trotz des nicht zu unterschätzenden Vorteils, bei dieser Reaktion alle Zerfallsprodukte einer und derselben Kernspaltung untersuchen zu können, stellen sich bei der Auswertung verschiedene Schwierigkeiten ein: Die erste besteht darin, dass für die Reaktion keine geeignete monochromatische γ -Quelle existiert, die zweite liegt darin, dass in Photoplatten, welche vorläufig als einziges Nachweismittel in Frage kommen, nur sehr selten C^{12} -Sterne entstehen, die ihrer Geometrie nach (vgl. 2) zur präzisen Auswertung geeignet sind.

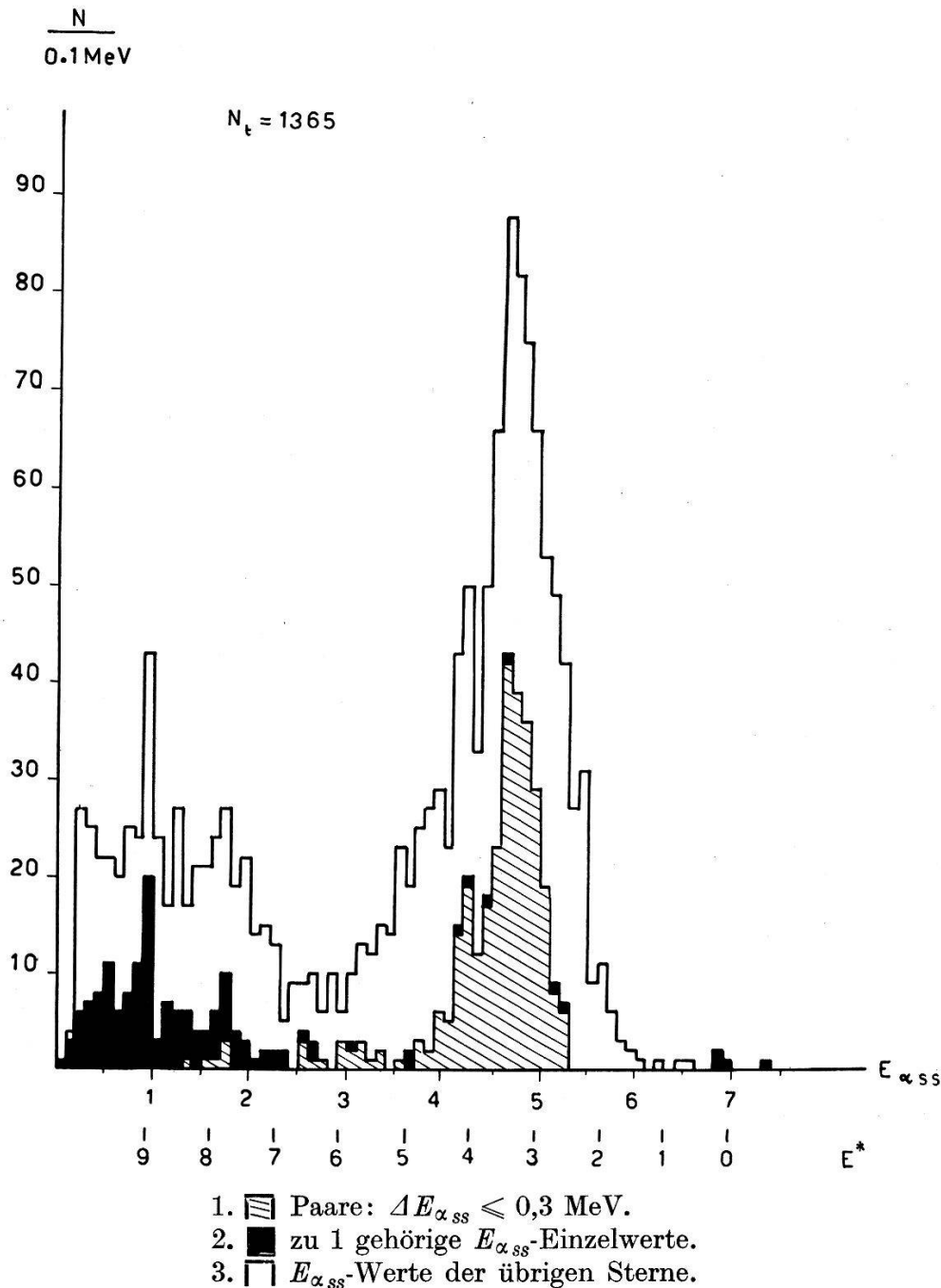
Dank dem Umstand, dass bei den kürzlich wieder aufgenommenen Untersuchungen an C^{12} -Sternen beträchtliches Plattenmaterial zur Verfügung stand, konnten die erwähnten Schwierigkeiten zum Teil behoben werden: Die erste damit, dass mit Hilfe von Energie- und Impulskriterium

$$\sum_{i=1}^3 E_{\alpha_i} = 10,4 \pm 0,4 \text{ MeV}, J_{\text{C}^{12}} = (1 \pm 1) \cdot J_{\gamma} [E_{\gamma} = 17,6 \text{ MeV}]$$

nur solche Sterne ausgelesen wurden, die durch die gut definierte 17,6-MeV-Komponente der Li- γ -Strahlung hervorgerufen wurden;

die zweite dadurch, dass teilweise neue statistische Methoden zur Anwendung kamen.

In der Figur sind 1365 bezüglich C^{12} -Schwerpunktsystem korrigierte α -Energien aus 455 Sternen stammend, aufgezeichnet. Eine Auflösung des 3,2 MeV-Maximums ist nicht zustande gekommen,



was aber nicht erstaunlich ist, wenn man bedenkt, dass bei den seinerzeitigen Bestrahlungen sehr verschiedenes Plattenmaterial verwendet und von mehreren Beobachtern ausgewertet wurde. Man erkennt jedoch zwei deutliche und statistisch gesicherte Maxima bei

$E^* \approx 4,0$ MeV und $E^* \approx 9,0$ MeV, während ein etwas breiteres bei $E^* \approx 7,5$ MeV vermutet werden kann.

Angesichts der Tatsache, dass unter den untersuchten Sternen auffallend viele zu finden waren, die zwei Spuren aufweisen, die sich energiemässig im C^{12} -Schwerpunktsystem nur wenig unterscheiden, wurden derartige, ein „Paar“ bildende, Spuren besonders markiert. Grob formuliert treten in einem solchen Stern nur zwei mögliche E^* -Werte auf. Die blossere Berechnung der Wahrscheinlichkeit für $E_{\alpha_1} \approx E_{\alpha_2}$ und $E_{\alpha_1} \approx E_{\alpha_3}$ oder aber $E_{\alpha_2} \approx E_{\alpha_3}$ liefert keine neuen Hinweise, ob E_1^* oder E_2^* wahrscheinlicher ist. Die Verhältnisse ändern sich jedoch, wenn die Anzahl der Sterne mit Spurenpaaren pro Intervall ΔE^* in Abhängigkeit der zugelassenen Differenz der beiden mehr oder weniger gleichen α -Energien beobachtet wird, da sich diese Abhängigkeit auch bei extremen Annahmen über Winkelkorrelation Be^8 -Flugrichtung/Breakup-Richtung gut verfolgen lässt.

Betrachtungen dieser Art ergeben eine grosse Nachweiswahrscheinlichkeit für Niveaus im Bereiche 3,5 bis 6,5 MeV. Als bemerkenswertes Resultat wurde eine saubere Abtrennung des 4,0-MeV-Niveaus vom breiten 3-MeV-Maximum erhalten, und in gleicher Weise kann gesagt werden, dass eventuelle weitere Niveaus von 4,5 bis 6,5 MeV an der Reaktion $C^{12}(\gamma, \alpha) Be^{8*}, Be^{8*} \rightarrow 2\alpha$ bei $E_\gamma = 17,6$ MeV nur äusserst schwach beteiligt sein können.

Die oben angedeuteten Niveaus stimmen gut mit den Angaben der beiden neueren Publikationen³⁾ und ⁴⁾ überein. Eine ausführliche Arbeit wird später in den *Helv. Phys. Acta* erscheinen.

Literatur.

- 1) H. GLÄTTLI, E. LOEPFE, P. STOLL und H. WIDMER, *Helv. Phys. Acta* **27**, 182 (1954).
 - 2) H. GLÄTTLI, E. LOEPFE und P. SCHERRER, *Il Nuovo Cimento* **12**, 174 (1954).
 - 3) E. K. INALL und A. J. F. BOYLE, *Phil. Mag.* **44**, 1081 (1953).
 - 4) F. K. GOWARD und J. J. WILKINS, *Proc. Roy. Soc.* **228**, 376 (1955).
-