Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 23 (1950)
Heft: V

Vereinsnachrichten: Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique
Autor: [s.n.]

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

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

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

Download PDF: 02.10.2025

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

Copyright 1950 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. – Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. – Tous droits réservés. – Printed in Switzerland.

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

à Bienne, le 6 mai 1950.

Président: Prof. Dr. H. MÜGELI (Neuchâtel),
Vice-président: Prof. Dr. A. MERCIER (Berne),
Secrétaire: Dr. P. DINICHERT (Neuchâtel).

Partie administrative.

Sont reçus comme membres ordinaires:

MM. Prof. Dr. Ing. K. CLUSIUS (Zurich); G. BÉNÉ (St-Jeoire, France); J. P. BOREL (Lausanne); P. DENIS (Genève); Prof. Dr. J. MATTAUCH (Berne); L. PÉTERMANN (Lausanne); Dr. D. BEVERDIN (Baden); Dr. R. RICAMO (Zurich); B. VITTOZ (Lausanne).

La S. S. P. compte actuellement 351 membres.

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

Le rapport de la Commission de rédaction des Helvetica Physica Acta, établi par le professeur M. FIERZ, est approuvé avec remerciements.

Le président annonce les congrès qui auront lieu en 1950.

Un extrait du rapport du professeur A. PERRIER sur l'activité du Comité suisse de Physique en 1948 et 1949 sera envoyé aux membres de la S. S. P.

La prochaine réunion de la S. S. P. aura lieu dans le cadre de la 130e réunion annuelle de la Société Helvétique des Sciences Naturelles à Davos.

Partie scientifique.

Ein asphärisches Objektiv grosser Lichtstärke für die Kathodenstrahl-Oszillographie

von D. Maeder (ETH. Zürich).

Im Zusammenhang mit einer Anwendung der Kathodenstrahlröhre zur photographischen Messung der Häufigkeitsverteilung von Impulsen[1]) wurde ein vignettierungsfreies Objektiv von grosser Lichtstärke benötigt. Ferner war es erwünscht, unmittelbar Bilder von hinreichender Grösse für eine bequeme visuelle Auswertung zu erhalten, also etwa im Abbildungsmaßstab 1:1. Da bei der Aufnahme von Kathodenstrahl-Oszillogrammen geringe Anforderungen an Bildschärfe und Farbkorrektion gestellt werden, lag die Anfertigung eines einfachen, auf diesen Verwendungszweck speziell zugeschnittenen Linsensystems nahe. Tatsächlich ergibt sich eine sehr übersichtliche Lösung, wenn man *asphärische* Flächen benützt.

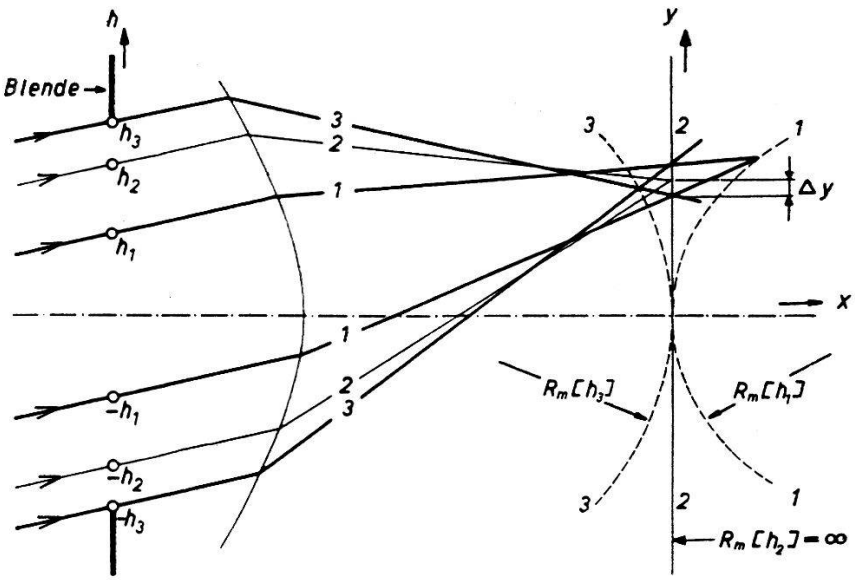


Fig. 1.
Meridionale Strahlenvereinigung.

Um die durch die Symmetrie der Abbildung 1:1 gebotenen Vorteile auszunützen, muss das System objekt- und bildseitig symmetrisch aufgebaut sein. Lichtstrahlen, die vom Objektpunkt y ausgehen ($z = 0$ gesetzt), treffen die Bildebene in

$$\left.\begin{aligned} y' &= -y + \Delta y\,(y, h_y, h_z) \\ z' &= \Delta z\,(y, h_y, h_z) \end{aligned}\right\}$$ wobei h_y, h_z = Koordinaten des Durchstosspunktes in der Blendenebene.

Bei der vorausgesetzten Symmetrie sind die Seitenabweichungen

Δy, Δz *gerade* Funktionen der Objektgrösse y. In der Entwicklung der Aberrationen fallen daher alle Glieder der Form $y^{2n-1}F(h_y, h_z)$ weg, insbesondere die mit y bzw. y^3 proportionalen *Coma-* und *Verzeichnungsfehler*. Um eine grosse Lichtstärke zu erreichen, muss aber auch der von y unabhängige *Öffnungsfehler* beseitigt werden. Dies lässt sich mit Hilfe asphärischer Flächen erreichen: wählt man

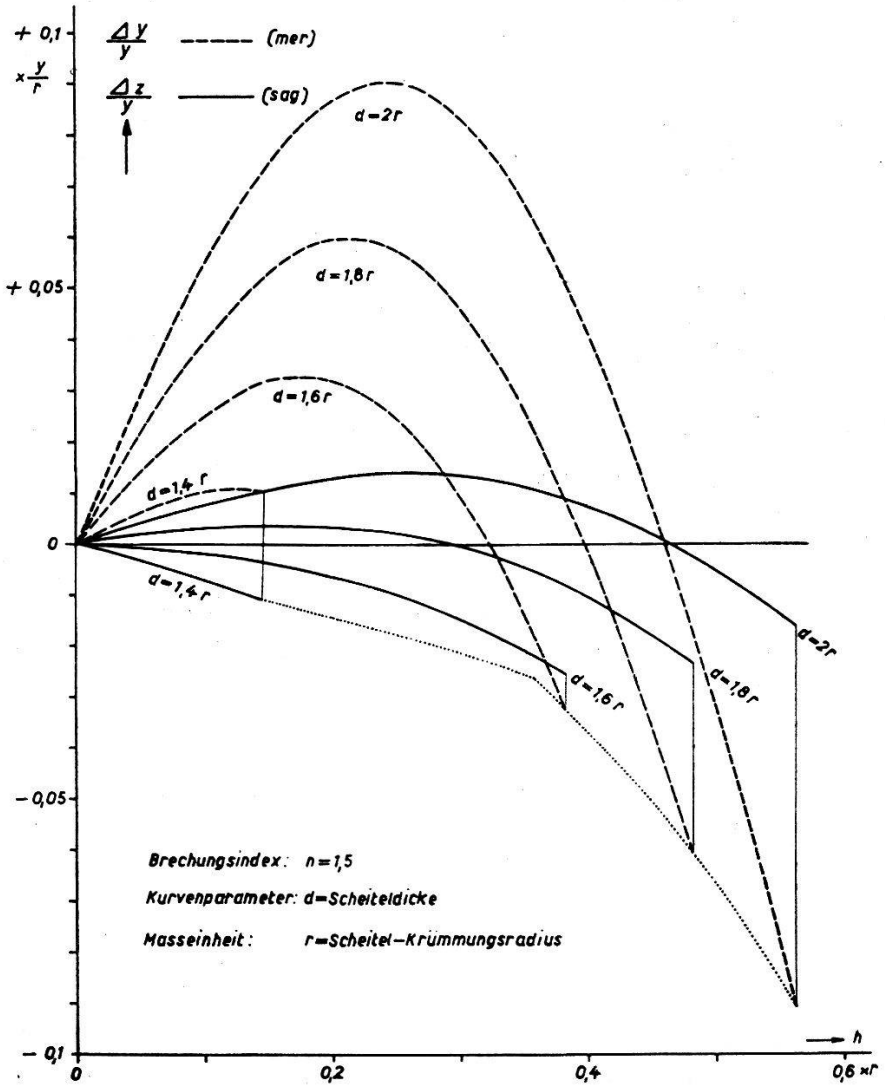


Fig. 2.
Meridionale Seitenabweichung Δy, Sagittale Seitenabweichung Δz, bezogen auf die Bildgrösse y.

die von DESCARTES[2]) angegebene Hyperbelform, so ist der Öffnungsfehler schon für eine einfache Bikonvexlinse streng gehoben, bei beliebiger Linsendicke d. Bei Vernachlässigung von y^4, y^6... bleiben nur noch die mit y^2 proportionalen *Bildkrümmungsfehler* zu untersuchen.

Durch Elimination aller Zwischengrössen aus den trigonometrischen Durchrechnungsformeln gelangt man zu Ausdrücken, wel-

che die Bildkrümmungen für kleine y explizit als Funktionen der Konstruktionsdaten darstellen. Unsere Formeln enthalten *in bezug auf* h alle Aberrationen *beliebig hoher Ordnung* (im Gegensatz zur SEIDELschen Näherung) und liefern den Übergang von negativen zu positiven Bildkrümmungen, wenn man h von 0 zu grossen Werten wachsen lässt (siehe Fig. 1).

Die Seitenabweichung Δy ist $= 0$ für $h = 0$, durchläuft ein Maximum bei $h = h_1$ (> 0) und wechselt das Vorzeichen bei $h = h_2$ ($> h_1$). Wählt man die Blendenöffnung $h_b = h_3$ ($> h_2$) so, dass das zugehörige Δy entgegengesetzt gleich dem vorher durchlaufenen $\Delta y_{\max}$ wird, so liegt die Stelle engster Einschnürung in der paraxialen Bild*ebene*. Um nach diesem Prinzip die bei vorgegebener Bildgrösse (y) ausnützbare Blendenöffnung zu bestimmen, wird aus der graphischen Darstellung der Seitenabweichungen (Fig. 2)

1. diejenige Linsendicke d interpoliert, bei der $\Delta y_{\max}$ gleich der am Bildrand zugelassenen Unschärfe wird,

2. die Blendenöffnung h_b abgelesen, bei welcher die absolut grössere der beiden Seitenabweichungen (Δy, Δz) gerade $= -\Delta y_{\max}$ wird.

Objektive dieser Art werden mit gutem Erfolg in den Impulsspektrographen der Universität Basel[1]) und der ETH. (Zürich) benützt. Die ausführliche Arbeit erscheint in der Zeischrift Optik.

Literatur.

[1]) MAEDER, Helv. Phys. Acta **20**, 139 (1947); MAEDER, HUBER und STEBLER, Helv. Phys. Acta **20**, 230 (1947).

[2]) DESCARTES, Discours de la Méthode, Paris 1668, p. 147.

Breitbandverstärker in Verbindung mit Kathodenstrahlröhre zur Beobachtung von kurzzeitigen Vorgängen

von P. SCHMID und E. BALDINGER, Basel.

Zur Beobachtung sehr kurzzeitiger Impulse, wie sie z. B. bei Scintillationen auftreten, wurde ein Kathodenstrahloszillograph mit Breitbandverstärker, Zeitablenkung und Hellsteuerung gebaut. Als Kathodenstrahlröhre wird die Nachbeschleunigungs-Type „Dumont 5RP11" mit insgesamt 25 kV Beschleunigungsspannung verwendet. Der Breitbandverstärker ist ein normaler RC-Verstärker mit Kompensationselementen zur Verbesserung der Anstiegszeit.

Seine Eigenschaften sind aus der folgenden Zusammenstellung ersichtlich.

Verstärkungsgrad:	360
Anstiegszeit (von 10% auf 90% der Ausgangsspannung):	$1{,}3 \cdot 10^{-8}$ sek
Ausgangsspannung:	180 Volt
y-Ablenkung auf dem Schirm der Kathodenstrahlröhre):	2,5 cm

Um die Güte des Verstärkers beurteilen zu können, wurde die Anstiegszeit zuerst rechnerisch ermittelt. 12 Verstärkerstufen ergeben bei 360facher Verstärkung die günstigste Anstiegszeit. Eine Verringerung der Stufenzahl auf 6 verschlechtert jedoch dieselbe nur um ca. 15%. Nach Wahl der geeigneten Röhrentypen (siehe Fig. 1)

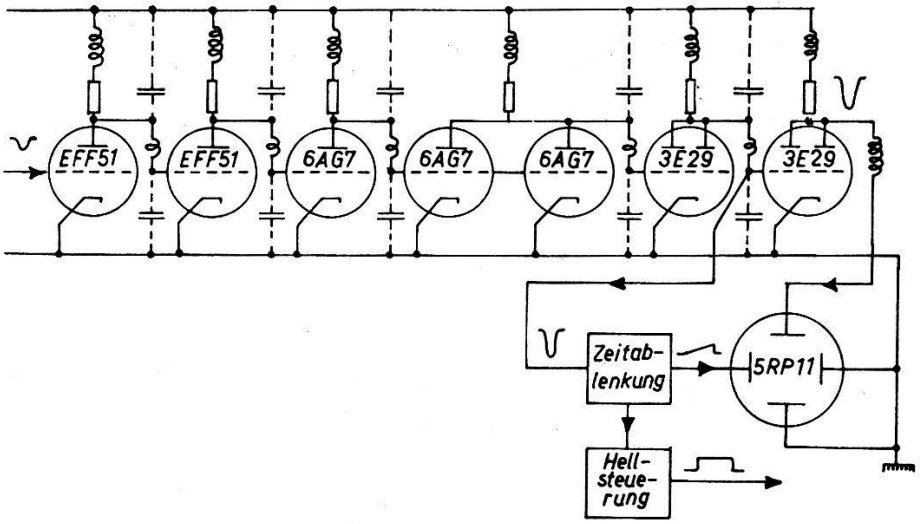


Fig. 1.
Blockdiagramm.

sind die Eingangs- und Ausgangskapazitäten der Stufen bekannt, und die Verdrahtungskapazitäten lassen sich abschätzen. Nun ist man in der Lage, die günstigsten Korrekturnetzwerke zu bestimmen[1]) und somit die Anstiegszeit des Gesamtverstärkers näherungsweise zu berechnen. Die Abschätzung ergibt $1{,}4 \cdot 10^{-8}$ sek, was in befriedigender Übereinstimmung mit dem erreichten Ergebnis von $1{,}3 \cdot 10^{-8}$ sek steht.

Die Verdrahtung des Verstärkers ist ausserordentlich heikel, einerseits, weil die Korrekturinduktivitäten von der gleichen Grösse wie die unvermeidlichen Verdrahtungsinduktivitäten sind und anderseits, weil durch gemeinsame Leitungsimpedanzen uner-

[1]) Vgl. z. B. Elmore, Nucleonics 1949, Sept., S. 48.

wünschte Rückkopplungen auftreten können. Deshalb empfiehlt sich folgendes Vorgehen. Endstufe, Zeitablenkung und Hellsteuerung werden, zuerst ohne Korrekturelemente, aufgebaut. Mit Hilfe

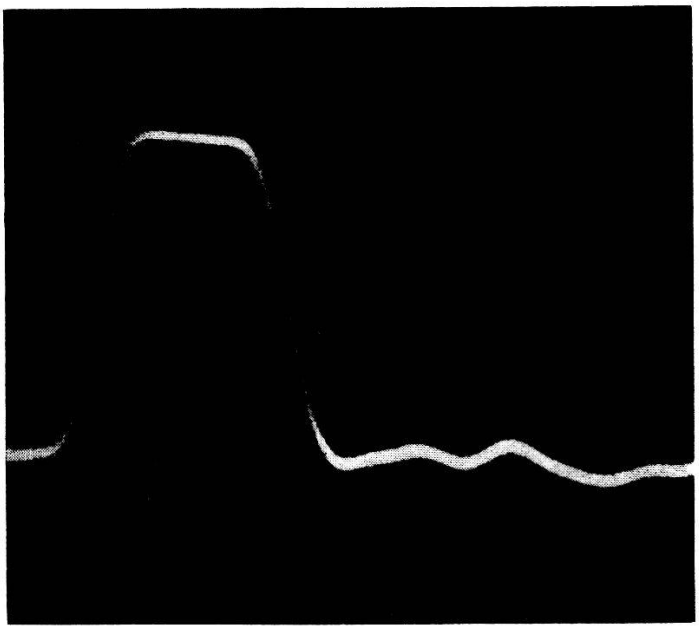
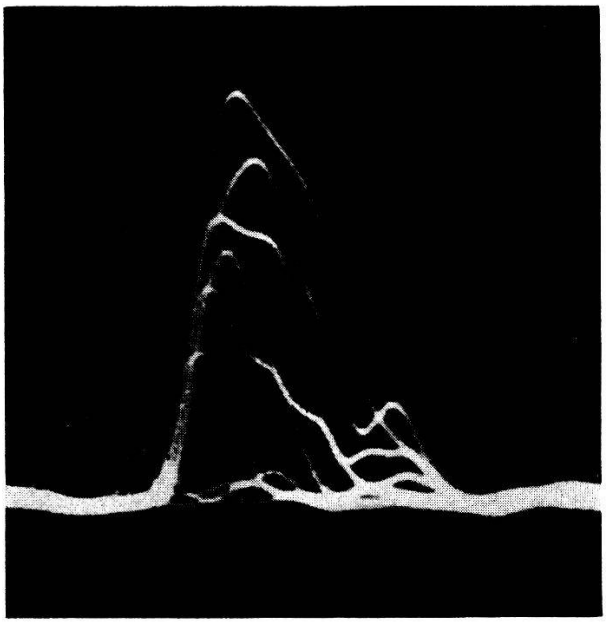


Fig. 2.
Testimpuls von $5 \cdot 10^{-8}$ sec Dauer.



10^{-7} sek

Fig. 3.
Scintillationsimpulse von Anthracen.

von Testimpulsen lässt sich nun die Verdrahtung in Ordnung bringen. Erst dann ist es zweckmässig, die Korrekturelemente hin-

zuzufügen und abzugleichen. Hierauf wird die nächste Verstärkerstufe aufgebaut und in gleicher Weise geprüft und abgeglichen.

Fig. 2 zeigt einen Testimpuls von $5 \cdot 10^{-8}$ sek Dauer[1]). Damit der Anfang der Impulse infolge späten Einsatzes der Zeitablenkung nicht verloren geht, werden aus jedem Impuls zwei aufeinanderfolgende erzeugt. Der erste Impuls startet die Zeitablenkung, der zweite Impuls wird photographiert.

Scintillationsimpulse, erzeugt durch Co^{60} γ-Quanten in Anthracen, sind in Fig. 3 wiedergegeben[3]). Die statistischen Schwankungen im Abklingen der Scintillationen sind sehr deutlich sichtbar. Mittelt man eine Reihe von Aufnahmen, so ergibt sich ein exponentieller Abfall der Impulse mit einer Relaxationszeit von $3{,}5 \cdot 10^{-8}$ sek, in Übereinstimmung mit den Angaben von KELLEY und GOODRICH[3]).

Arbeit pro Ionenpaar in Gasgemischen für α-Teilchen

von W. HAEBERLI, P. HUBER und E. BALDINGER, Basel.

Der Energieaufwand J zur Bildung eines Ionenpaares (Arbeit pro Ionenpaar) wurde für Mischungen der Gase N_2, O_2, He u. A in Abhängigkeit des Mischungsverhältnisses bestimmt, indem die von U-α-Teilchen in den Gasen erzeugte Sättigungsladung mit Hilfe eines Verstärkers und eines Impulsspektrographen[4]) gemessen wurde.

Unter der Annahme, dass die Komponenten 1 und 2 der Gasmischung unabhängig voneinander ionisiert werden, kann die Arbeit pro Ionenpaar J_M einer Mischung aus den Werten J_1, J_2 der Komponenten und aus den Partialdrucken p_1, p_2 berechnet werden[5]):

$$\frac{1}{J_M} = \frac{s_1 p_1}{s_1 p_1 + s_2 p_2} \left(\frac{1}{J_1} - \frac{1}{J_2} \right) + \frac{1}{J_2}$$

Dabei bedeuten s_1 und s_2 die Bremsvermögen der Komponenten. Zum Vergleich dieser Formel mit den Messresultaten ist in den folgenden Darstellungen $\frac{1}{J_M}$ in Abhängigkeit von $z = \frac{s_1 p_1}{s_1 p_1 + s_2 p_2}$ auf-

---

[1]) Die Erzeugung der Testimpulse ist beschrieben in K. P. MEYER, E. BALDINGER und P. Huber, H.P.A., XXIII (1950), 136.

[2]) Photomultiplier und Anordnung vgl. K. P. MEYER, E. BALDINGER und P. HUBER, H.P.A., XXIII (1950), 517.

[3]) G. G. KELLEY und M. GOODRICH, Phys. Rev. **77**, 138 (1950).

[4]) D. MAEDER, H.P.A. XX, 139, 1947.

[5]) P. HUBER, E. BALDINGER und W. HAEBERLI, H.P.A. XXIII, Suppl. III, 85, 1950.

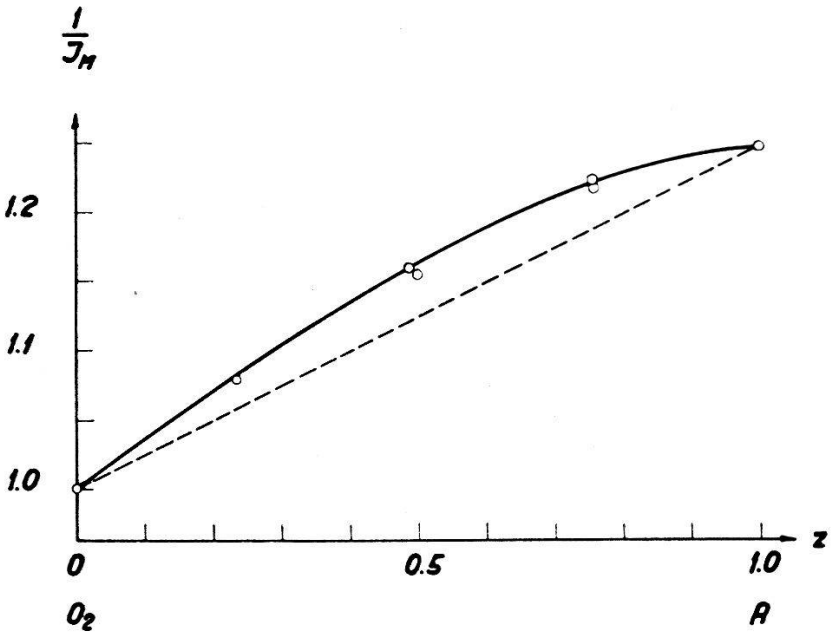


Fig. 1.

$\frac{1}{J_M}$ in Abhängigkeit von $z = \frac{s_A p_A}{s_A p_A + s_{O_2} p_{O_2}}$ für O_2-A-Mischungen. Für die Bremsvermögen wurden die Werte benützt: $s_{O_2} = 1{,}07$; $s_A = 0{,}95$.

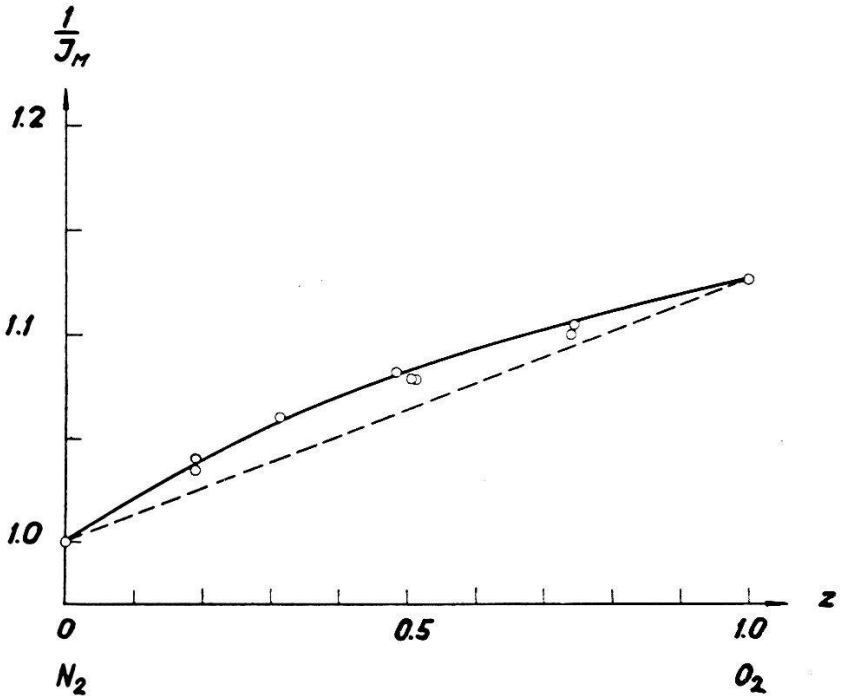


Fig. 2.

$\frac{1}{J_M}$ in Abhängigkeit von $z = \frac{s_{O_2} p_{O_2}}{s_{O_2} p_{O_2} + s_{N_2} p_{N_2}}$ für N_2-O_2-Mischungen. Für die Bremsvermögen wurden die Werte benützt: $s_{N_2} = 0{,}99$; $s_{O_2} = 1{,}07$.

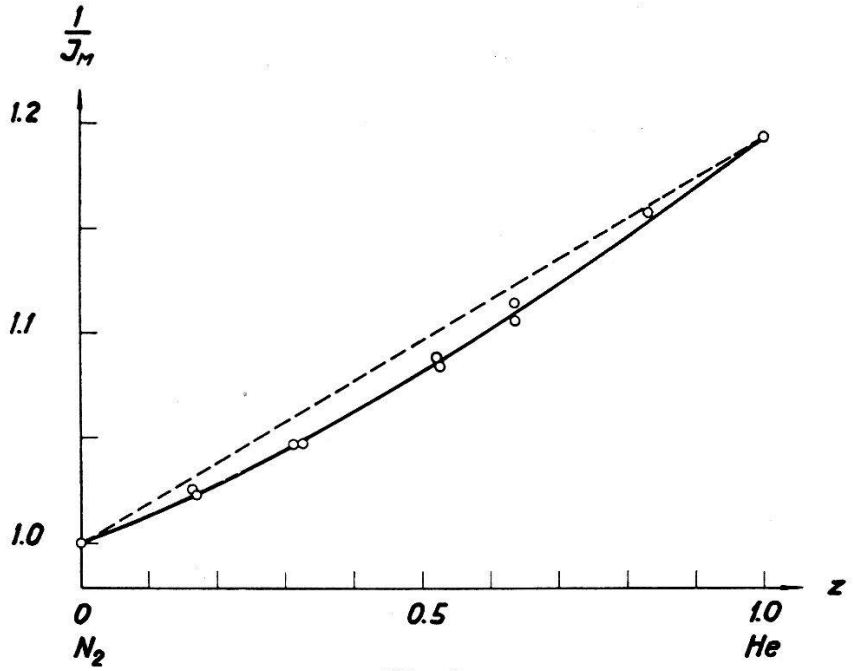


Fig. 3.

$\frac{1}{J_M}$ in Abhängigkeit von $z = \frac{s_{He}\, p_{He}}{s_{He}\, p_{He} + s_{N_2}\, p_{N_2}}$ für N_2-He-Mischungen.

Für die Bremsvermögen wurden die Werte benützt: $s_{N_2} = 0{,}99$; $s_{He} = 0{,}18$.

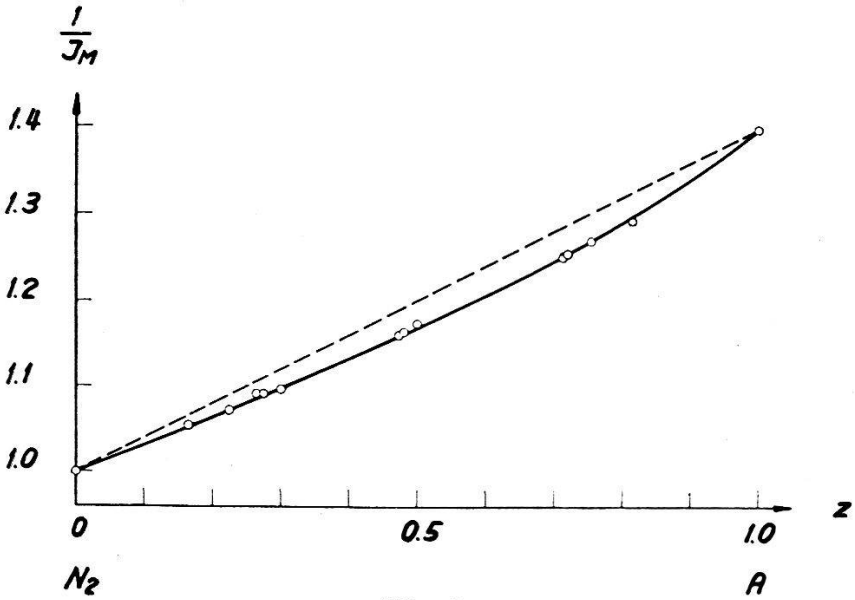


Fig. 4.

$\frac{1}{J_M}$ in Abhängigkeit von $z = \frac{s_A\, p_A}{s_A\, p_A + s_{N_2}\, p_{N_2}}$ für N_2-A-Mischungen.

Für die Bremsvermögen wurden die Werte benützt: $s_{N_2} = 0{,}99$; $s_A = 0{,}95$.

getragen, so dass die berechneten Werte auf einer Geraden liegen. Für eine Komponente jeder Mischung sind die Werte von $\frac{1}{J_M}$ auf eins normiert.

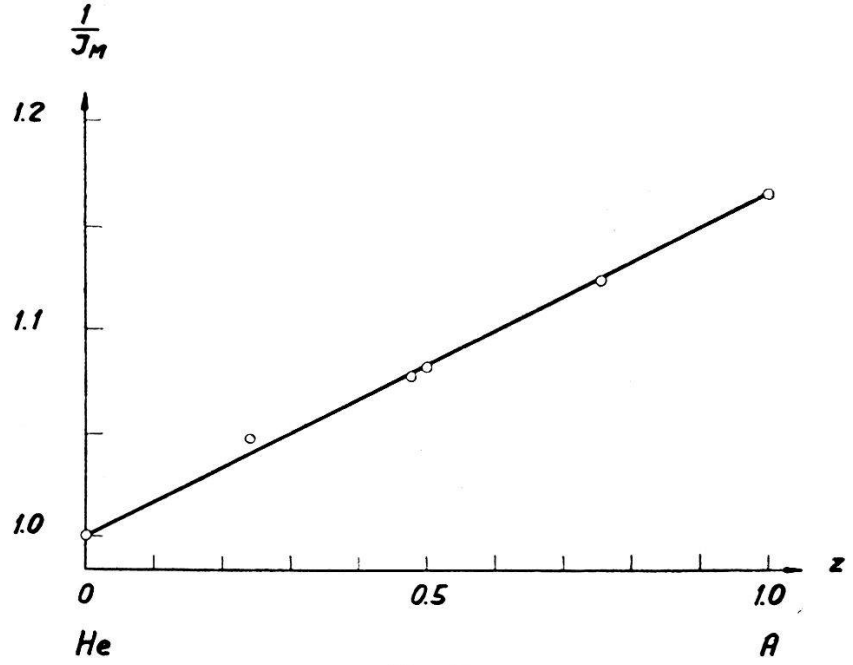


Fig. 5.

$\frac{1}{J_M}$ in Abhängigkeit von $z = \frac{s_A p_A}{s_A p_A + s_{He} p_{He}}$ für He-A-Mischungen.
Für die Bremsvermögen wurden die Werte benützt: $s_{He} = 0{,}18$; $s_A = 0{,}95$.

Die Messpunkte weichen bis 4% von den nach obiger Formel berechneten Werten ab. Die Ionisation einer Gasmischung kann also nur näherungsweise durch die Annahme unabhängiger Komponenten beschrieben werden. Für die Wechselwirkung können δ-Elektronen und Lichtquanten verantwortlich gemacht werden.

Quelques propriétés du diamant comme compteur à cristal

par H. Ess et J. Rossel, Neuchâtel.

Il s'agit ici de mesures qui ont été effectuées dans le cadre de recherches générales sur la mobilité des électrons dans les cristaux à différentes températures, dans des conditions éliminant les effets de polarisation et de charges d'espace. Les résultats présentés se rapportent à un spécimen de diamant choisi parmi 8 cristaux[1]).

La charge initiale est produite soit par irradiation de particules α d'une source de Po qui se trouve à une distance variable du cristal,

soit par les rayons γ du Ra. La direction des particules α incidentes est parallèle au champ électrique; leur pénétration est de 20 μ environ et leur nombre maintenu à la valeur suffisamment faible de 200/min. En inversant le champ, on peut ainsi observer soit le

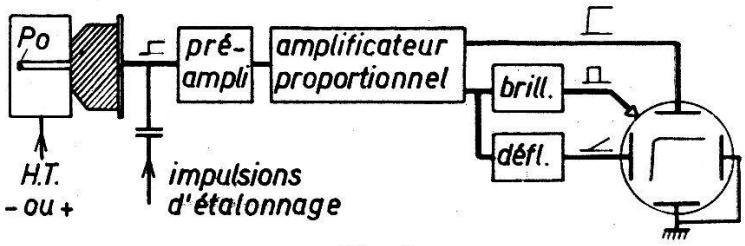


Fig. 1.
Dispositif expérimental.

mouvement des électrons, soit celui des trous positifs. Après amplification par un préamplificateur et un amplificateur proportionnel, les impulsions sont observées à l'oscillographe cathodique monté en synchroscope (fig. 1). L'ensemble présente un rise-time de

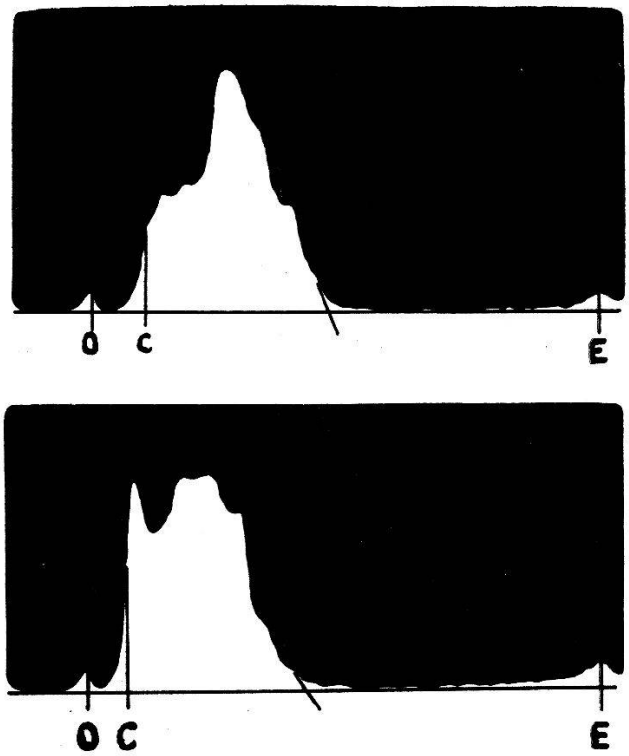


Fig. 2.
0 = zéro; E = impulsions d'étalonnage; C = hauteur de coupure pour l'élimination du bruit de fond.

0,5 μsec, ce qui ne permettait pas la mesure du rise-time propre des impulsions, beaucoup plus court. Pour obtenir la distribution d'amplitudes, on photographie l'écran de l'oscillographe et détermine au photomètre la courbe de noircissement.

La fig. 2 présente deux photogrammes de spectres d'impulsions obtenus pour des champs électriques de 8000 et 6400 V/cm. Pour les valeurs inférieures du champ, le maximum de la distribution disparaît dans le bruit de fond. Ceci nécessite l'extrapolation du flanc pour la détermination de la variation de la charge en fonction du champ (courbe de saturation).

Les courbes tracées dans la fig. 3 correspondent à la formule théorique obtenue en supposant une densité uniforme des trappes et une vie moyenne des charges, par rapport à la capture par les trappes, qui soit indépendante du champ[2]). En adaptant la courbe théorique aux points expérimentaux, on peut calculer la limite correspondant à la charge maximum et le produit de la mobilité b par la durée de vie τ. On constate que pour les trous positifs, ce produit est inférieur à celui des électrons, surtout à basse température, où on a dû se contenter d'une estimation.

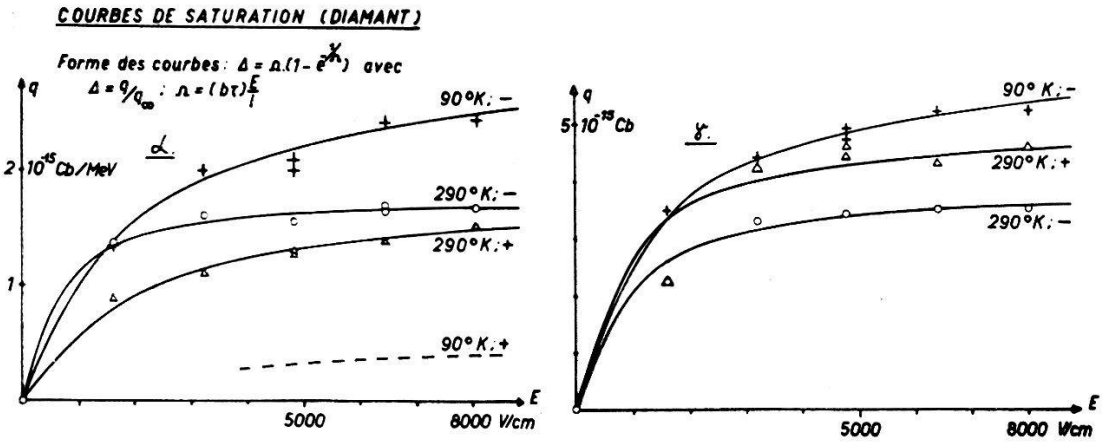


Fig. 3.

Pour les rayons γ, la courbe théorique n'est pas si simple, mais a une forme semblable. Ici, il n'est pas possible de séparer l'effet des électrons et des trous positifs. La différence entre les courbes obtenues pour les impulsions négatives et positives peut être expliquée par la dissymmétrie géométrique du cristal.

Le tableau I donne les résultats se fondant sur

1. la supposition de la distribution uniforme des trappes;

2. la valeur théorique de 156 $cm^2/V.sec$ de la mobilité des électrons dans le diamant calculée par Seitz[3]), la seule valeur expérimentale, donnée par Klick et Maurer[4]), se basant sur la condition non remplie de l'immobilité des trous positifs.

La mobilité des électrons à basse température se calcule pour le cristal idéal d'après la formule donnée par Seitz: $b \sim T^{-3/2}$. Par

contre, la contribution des impurtées se manifeste en un terme $\sim T^{+3/2}$. Suivant les importances relatives, on se rapproche de l'un ou de l'autre des extrêmes pour lesquels nous avons indiqué les valeurs calculées sous a) et b).

Tableau I.

	charges	$b\tau$ 10^{-4} cm²/V	τ 10^{-7} s	$\bar{l}$ cm	N_t 10^{15}/cm³	J eV	d cm	δ cm
$T =$	e^-	3,12	20	2,5	0,5	89	0,31	0,035
290° K	(+)	1,0		0,8		89	0,31	0,035
$T =$	e^- a)	1,17	1,3	0,94	13	57	0,31	0,055
90° K	b)	1,17	44	0,94	0,4	57	0,31	0,055
	(+)	$\leqslant$0,05		$\leqslant$0,04				

Dans la littérature, on trouve une seule valeur du travail d'ionisation relative aux α, valeur plus basse égale à 10 eV[5]). Si nous admettons cette valeur, cela signifierait ou bien que nous avons en même temps que la formation des charges une forte recombinaison à cause de la haute densité locale des charges, ou bien que leur trajet est abrégé par des limites de domaines, comme on en trouve dans le diamant du type II. Le rapport des travaux d'ionisation permet alors de déterminer soit le rendement $q_\infty/q_{\text{libéré}}$, soit la distance δ d'une première fente éventuelle de la face irradiée, qui agirait comme trappe totale. Dans ce cas, le produit $(b\tau)$ serait modifié dans le même rapport.

On constate d'ailleurs que la sensibilité du cristal varie énormément d'un point à l'autre de la surface. Il semble bien que, à part la capture des charges à l'intérieur du cristal, interviennent encore des effets de surface, ce qui a déjà été observé par HOFSTADTER[6]).

Ces résultats sont préliminaires et devront encore être complétés par des recherches ultérieures.

Littérature.

[1]) Nous remercions la maison Vögeli & Wirz à Bienne de nous avoir aimablement mis ces diamants à disposition.
[2]) HECHT, Zs. f. Physik, **77**, 235 (1932).
[3]) SEITZ, Phys. Rev. **73**, 549 (1948).
[4]) KLICK et MAURER, Phys. Rev. **76**, 179 (1949).
[5]) Calculée d'après AHEARN, Phys. Rev. **73**, 1113 (1948).
[6]) HOFSTADTER, Nucleonics 4, fasc. 4 et 5 (1949).

Sur la formation des images, selon la théorie ondulatoire

par R. MERCIER et L. PETERMANN (E.P.U.L., Lausanne).

Un système optique centré a pour but de transformer un faisceau orthocentrique, de centre A, en un autre, de centre B; l'un des centres est l'image de l'autre. Du point de vue ondulatoire le système devrait transformer une onde sphérique en une autre également sphérique, mais il faut préciser que ces sphères sont des surfaces équiphases. Or, les lois qui régissent la propagation de ces ondes (qui satisfont à l'équation de d'Alembert) au sein des milieux homogènes et celles imposées par les conditions aux limites ne permettent pas de réaliser rigoureusement le but visé.

BORN, dans son ouvrage d'optique[1]) développe une idée due à DEBYE[2]), basée sur la théorie de la diffraction de HELMHOLTZ-KIRCHHOFF et donne les linéaments d'une étude des systèmes centrés qui utilise concurremment l'iconale de SEIDEL et la théorie des ondes. Il analyse alors simultanément les différentes aberrations, celles de diffraction y comprises.

DEBYE, en particulier, se basant sur le «principe» d'HUYGENS, formulé selon HELMHOLTZ-KIRCHHOFF, a étudié le comportement, en son foyer, d'une onde initialement convergente dont l'équiphase initiale est une calotte sphérique. Il établit ainsi la variation de la phase dans les environs du foyer et retrouve l'avance totale de 1/2 période déjà prévue par la théorie élémentaire. Toutefois on sait que l'expression

$$u(P) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} \left[\frac{du}{dn} - \left(ik - \frac{1}{r} \right) u \cos(n, r) \right] \cdot \frac{e^{ikr}}{r} \, dS$$

établie par KIRCHHOFF, ne correspond pas aux conditions aux limites habituelles dans les systèmes centrés optiques ou électromagnétiques. D'autres expressions qui doivent la remplacer ont été établies par divers auteurs, KOTTLER[3]), STRATTON et CHU[4]), LUNEBERG[5]), TORALDO DI FRANCIA[6]). Ces deux derniers donnent l'expression suivante du principe de HUYGENS relatif aux ondes de d'ALEM-

---

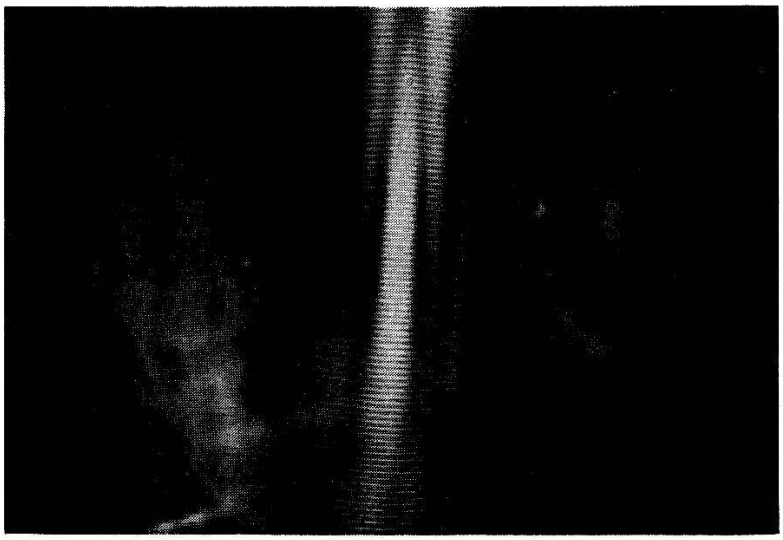
[1]) M. BORN, Optik, Springer, Berlin 1933.
[2]) P. DEBYE, Ann. der Phys. **30**, 755 (1909).
[3]) F. KOTTLER, Ann. der Phys. **71**, 456 (1923).
[4]) STRATTON et CHU, Phys. Rev. **56**, 99 (1939).
[5]) LUNEBERG, Mathematical theory of Optics, Providence 1944.
[6]) TORALDO DI FRANCIA, Rend. Acc. Naz. Linc. et Rapp. U.I.P.P.A. 1948.

BERT, qui satisfait à des conditions aux limites beaucoup plus proches de celles rencontrées en pratique:

$$u(P) = -\frac{ik}{2\pi} \int_{\Sigma} \frac{u}{r} \cos(n, r)\, e^{ikr} \cdot dS$$

et valable pour la diffraction éloignée. Cette expression diffère de celle de KIRCHHOFF en ce que, transcrite pour les ondes vectorielles, elle satisfait encore aux équations de MAXWELL.

Les ondes ultrasonores dans les fluides quasi-parfaits satisfont, elles aussi, à l'équation de D'ALEMBERT, donc au principe de HUYGENS. Elles posent donc les mêmes problèmes que ceux rencontrés en optique tant que leur intensité est assez faible. Comme la gamme des fréquences réalisables est très étendue, il est possible de réaliser l'approximation de l'optique géométrique; on y retrouve les miroirs, prismes, lentilles, etc. Mais aussi il est facile d'étudier «de visu» et par continuité les modifications apportées à leur propagation lorsque la longueur d'onde croît.



Passage au foyer d'un faisceau d'ondes ultrasonores.

En particulier, disposant d'une source d'ondes ultrasonores planes (quartz de coupe X, 2 à 8 Mc) dans l'huile, on réalisera une lentille convergente plan-concave solide (plexiglass). Celle-ci, convenablement taillée et orientée transforme l'onde plane incidente en une onde émergente courbe. La surface équiphase émergente est approximativement sphérique. Par contre, en raison des conditions de transition à l'émergence, l'amplitude n'est pas constante et varie d'un point à l'autre de l'équiphase. On réalise ainsi une onde sphérique particulière. Les phénomènes au foyer peuvent être étudiés

en utilisant la méthode optique des stries de TOEPLER, qui met en évidence les domaines d'indice maximum et minimum (demi-ondes), l'intensité lumineuse de l'image croissant avec celle de l'onde ultrasonore.

La photographie montre nettement la répartition des phases et des amplitudes; on y distingue notamment:

1. les ondes planes près du foyer;
2. les canaux latéraux d'écoulement de l'énergie ondulatoire;
3. la répartition de l'intensité dans le plan focal;
4. le glissement progressif de phase dans les canaux d'ordre pair et l'avance totale de ¼ période dans le faisceau axial. La vérification est quantitative.

Ainsi, le montage, relativement simple, permet une démonstration visuelle de ce point intéressant de la théorie des ondes. Il est possible d'étudier de façon analogue les diverses étapes de la propagation d'ondes ultrasonores lorsqu'on utilise pour les déceler la technique du contraste de phase. Réciproquement il est possible d'appliquer à la propagation même des U.S. les procédés de contraste de phase élaborés en optiques.

Second order current corrections for boson fields

by D. C. PEASLEE*) (ETH. Zürich).

The current correction $\delta j_\mu^{(2)}$ to second order in the electric charge e has been computed for scalar and vector mesons in the presence of a virtual electromagnetic field. The result takes the form

$$\delta j_\mu^{(2)} = I_m + I_e + \frac{\alpha}{2\pi}\left[\log_{P\to\infty}\left(\frac{P+\sqrt{P^2+\varkappa^2}}{\varkappa}\right)-1\right]\times$$
$$\times\left\{\frac{1}{12}\frac{\Box^2}{\varkappa^2}j_\mu(x)-\frac{ec}{\varkappa}\partial_\nu\left[\bar{\psi}(x)\left(\frac{5}{2}-\frac{A}{3}-M\right)\sigma_{\mu\nu}\psi(x)\right]\right\}+F \qquad (1)$$

where I_m and I_e are infinite terms associated with the particle self-energy and vacuum polarization, just as in the electron case; and F represents finite terms. The term written out in (1) is a logarithmic divergence peculiar to $\delta j_\mu^{(2)}$, in contradistinction to the electron case, where all divergences are contained in I_m and I_e.

For the vector meson, the term in (1) proportional to $\partial_\nu\{\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\psi\}$ represents a dipole contribution to the current vector and $\Box^2/\varkappa^2\, j_\mu$ a quadrupole contribution. Therefore for this particle the correction

*) AEC Postdoctoral Fellow.

is infinite for both the dipole and quadrupole moments; and a particle of spin 1 can have no higher intrinsic moments. Since both these infinities are of the same type, the degree of divergence does not seem to be related to the order of the multipole involved.

For the scalar meson, the terms in (1) cannot be interpreted as intrinsic multipole moments since a particle of spin 0 can have none. Thus it is perhaps not surprising that the "quadrupole" and "dipole" parts just cancel because of special relations between the operators in this case. Therefore the scalar meson, like the electron, shows no infinities in the second-order current correction except I_m and I_e.

In equation (1) $\sigma_{\mu\nu}$ is the spin operator, $\varkappa = mc/\hbar$ the Compton wave number of the particle, A is a numerical constant equal to 4 or 6 according as the spin is 0 or 1, and M is an operator that can be conveniently expressed in terms of the β-matrix formalism as

$$M = \sum_{\mu} \beta_{\mu}^{2} \tag{2}$$

This operator has no direct physical meaning but cannot in general be eliminated from the final expressions; its equivalent must appear even if the β-matrix formalism is not used. For both spins it satisfies the quadratic equation

$$M^2 - 5\,M + A = 0 \tag{3}$$

and for the special case of spin 0,

$$M\,\sigma_{\mu\nu}^{0} = \sigma_{\mu\nu}^{0} \tag{4}$$

Equation (4) is one of the two special conditions that insure the vanishing of the divergent term in (1) for the scalar meson.

For this calculation, the β-matrix formalism was used, which has the advantage that i) the cases of spins 0 and 1 can be treated simultaneously and ii) the general formulas can all be taken over directly from electron electrodynamics simply by putting $\gamma_\mu \rightarrow \beta_\mu$. If the SCHWINGER-TOMONAGA interaction representation is used, certain "surface terms" arise that involve n_μ, the normal to a space-like surface σ through the point (x) under consideration. Since they have no physical meaning, these surface terms must vanish from any final result; this can be shown by explicit cancellation, and in the process it is found that in all formulas the function $\bar{S}\,(x-x')$ is replaced by $\tilde{S}\,(x-x') = \bar{S}\,(x-x') - 1/\varkappa\,\delta\,(x-x')$, which has the property that

$$(\beta_\mu\,\partial_\mu + \varkappa)\tilde{S} = -\,\delta\,(x-x') \tag{5}$$

*

and is thus a 4-dimensional Green's function for the original equation of motion. The cancellation has been checked explicitely only to 4th order in n_μ, but its validity to any order is assured by the fact that the surface terms never appear in the treatments of FEYNMAN[1]) and KÄLLÉN[2]), where the interaction representation is avoided; both of these treatments start from a basic definition equivalent to (5).

Although the divergences in the meson case are of higher degree than for the corresponding electron calculations, it is still at least true that calculation to any order will evoke no divergences of higher degree than those already encountered in first and second order. This is seen by observing that each successively higher order calculation introduces an additional factor of the type

$$S\beta_\mu SD \sim \int \left[i\beta k + \frac{(\beta k)^2}{\varkappa} - \frac{k^2+\varkappa^2}{\varkappa}\right]\beta_\mu \left[i\beta k + \frac{(\beta k)^2}{\varkappa} - \frac{k^2+\varkappa^2}{\varkappa}\right]\frac{dk}{k^2(k^2+\varkappa^2)^2} \tag{6}$$

The most divergent part of this expression is

$$\frac{1}{\varkappa^2}\int [(\beta k)^2 - k^2]\,\beta_\mu\,[(\beta k)^2 - k^2]\,\frac{dk}{k^2(k^2+\varkappa^2)^2} \tag{7}$$

which appears to represent a divergence of one degree higher than those present in the calculation of next lowest order. The integrand of (7), however, vanishes identically by virtue of the commutation relationships of the β 's. Since the odd powers of k vanish when (6) is integrated over all k, the next highest divergent part of (6) is of degree

$$\int \frac{(\beta k)^2}{k^2}\,\frac{dk}{(k^2+\varkappa^2)^2} \sim 0\,(k^0)$$

so that the degree of divergence does not increase with increasing order of the calculation. Furthermore, for scalar mesons the variety of such divergences is expected to be less than for vector mesons because of cancellation between dipole and quadrupole elements, as above.

---

[1]) R. P. FEYNMAN, Phys. Rev. **76**, 769 (1949).
[2]) G. KÄLLÉN, Arkiv för Fysik **19**, 187 (1950).

Evidence de Structures Nucléaires Privilégiées

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

Le but de cette note est de montrer que les «nombres magiques»[1]), nombre de neutrons ou de protons associés à des espèces nucléaires particulièrement stables ou abondantes, sont l'indication de propriétés fondamentales des noyaux atomiques.

L'abondance et la précision des données expérimentales acquises ces dernières années dans tous les domaines de la physique du noyau, radioactivité, sections de capture, moments nucléaires, est susceptible d'apporter non seulement une justification de l'existence de modèles nucléaires[2]), mais peut-être de permettre un choix entre les modèles proposés.

1. *Moments nucléaires.*

L'emploi des radiofréquences, étendu parfois à celui des ondes centimétriques, a permis la détermination, ou la redétermination à une précision meilleure, des spins I, moments magnétiques M et

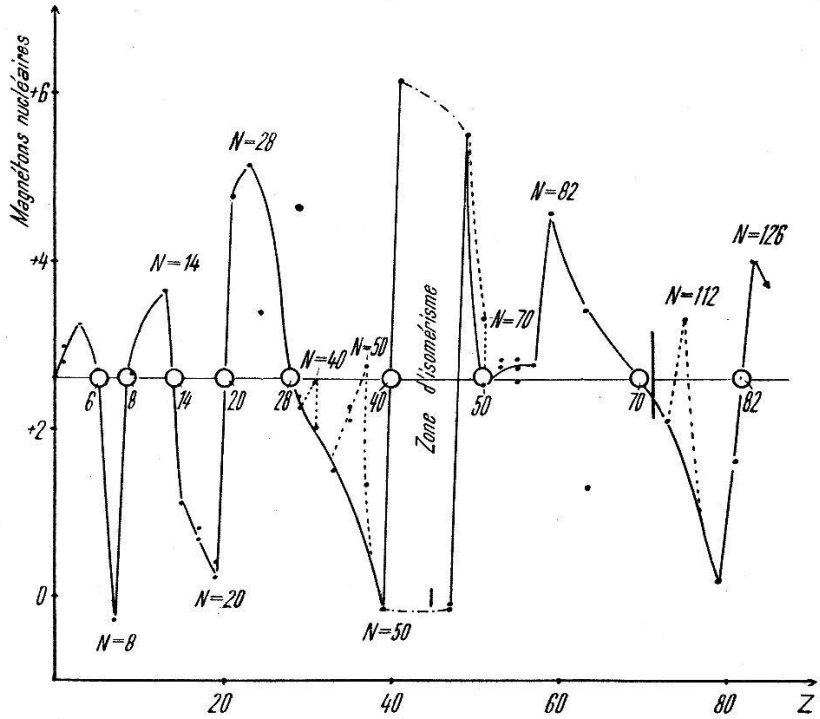


Fig. 1.

moments électriques quadrupolaires Q des noyaux atomiques. Les données relatives à M sont surtout abondantes pour les noyaux ayant un nombre impair de protons Z et un nombre pair de neutrons N. Si l'on porte sur un diagramme en fonction de Z le moment magnétique M de tels noyaux, une courbe continue qui réunit la plupart des points expérimentaux présente les caractères suivants (fig. 1):

1. une parallèle à l'axe des abcisses menée par l'origine de la courbe extrapolée à l'abcisse 0 (ordonnée $M = +2{,}6$) coupe cette courbe aux points d'abcisses

$$Z = 6, 8, 14, 20, 28, 40, 50, 70, 82;$$

2. les nombres «magiques» de neutrons sont tous aux singularités de notre courbe; on rencontre ainsi:

$$N = 8, 14, 20, 28, 40, 50, 70, 82, 112, 126.$$

Ces «nombres magiques» sont précisément les points singuliers prévus par le modèle de M. G. MAYER[3]).

Nous voyons ainsi confirmée, par les moments magnétiques, une observation faite récemment au sujet des sections efficaces de capture des neutrons lents[4]) par la matière.

Malgré la pauvreté du matériel expérimental, le diagramme correspondant des noyaux ayant Z pair et N impair, où l'on a remplacé les moments magnétiques par les rapports $|M/I|$, présente les mêmes singularités:

$$|M/I| \text{ minimum pour } N = 50, 82,$$
$$|M/I| \text{ maximum pour } Z = 2, 8, 50, 82.$$

Le diagramme $|Q| = |Q|\ (N)$ met lui aussi en évidence les points $Z = 2, 8, 20, 50, 82$ et $N = 2, 8, 20, 50, 82, 126$[5]).

Deux points aberrants correspondent à $N = 40$, $Z = 70$. En ce qui concerne les moments nucléaires, le modèle de M. G. MAYER[3]) nous fournit donc une bonne base de travail, assez convergente avec l'état actuel de l'expérimentation.

Un grand nombre d'anomalies de la radioactivité trouvent une interprétation qualitative simple, si l'on admet l'existence de structures particulièrement stables, aux points singuliers principaux du modèle de M. G. MAYER.

2. *Radioactivité α.*

ELSASSER[1a]) a noté depuis longtemps une discontinuité dans le diagramme représentant en fonction de N l'énergie des rayons α émis par les noyaux correspondants de polonium; cette discontinuité a lieu au point où le noyau produit (Pb) a exactement 126 neutrons. La découverte d'un grand nombre de nouveaux éléments présentant la radioactivité α permet d'enrichir considérablement le diagramme cité, surtout à l'aide des données rassemblées et étudiées par PERLMANN, GHIORSO et SEABORG[6]), et de quelques références plus récentes[7]); la discontinuité observée pour le polonium se retrouve

dans le diagramme du bismuth (fig. 2); les autres courbes laissent toutes prévoir une discontinuité au point où le noyau résultant de l'émission α a 126 neutrons. La découverte de nouveaux corps émetteurs de rayonnement α permettra peut-être d'observer une seconde anomalie pour les radioactivités conduisant à un noyau ayant 112 neutrons.

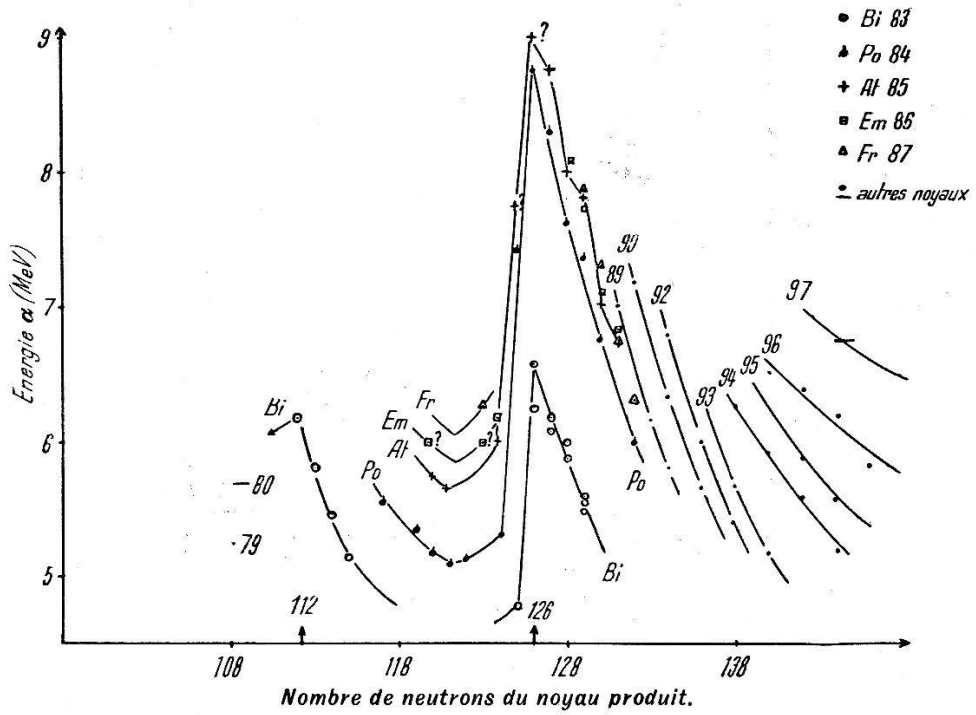


Fig. 2.

La position singulière du point $Z = 82$ est suffisamment indiquée par l'absence complète de toute radioactivité α pour cet élément. Le diagramme spatial de Perlman, Ghiorso et Seaborg met bien en évidence la singularité aux lignes coordonnées $Z = 82$ et $N = 126$.

3. *Radioactivité β.*

Les radioactivités β^+ des noyaux légers, pour lesquels $Z = N + 1$, «mirror nuclei», présentent quelques singularités remarquables; tous les spectres d'énergie connus conduisent à des transitions «permises» suivant la théorie de Fermi; ces radioactivités[8]) sont donc bien comparables. Les périodes qui diminuent rapidement lorsque Z croît, présentent deux singularités, peu importantes d'ailleurs, pour $N = 9$ et $N = 21$ (fig. 3); ce fait est à rapprocher de l'émission retardée de neutrons par deux noyaux contenant respectivement $(50 + 1)$ et $(82 + 1)$ neutrons. La variation de l'énergie maximum β limitée à la zone $Z = 6$ à $Z = 18$ présente deux discontinuités aux points 8 et 14, points singuliers déjà rencontrés[9]) (fig. 4).

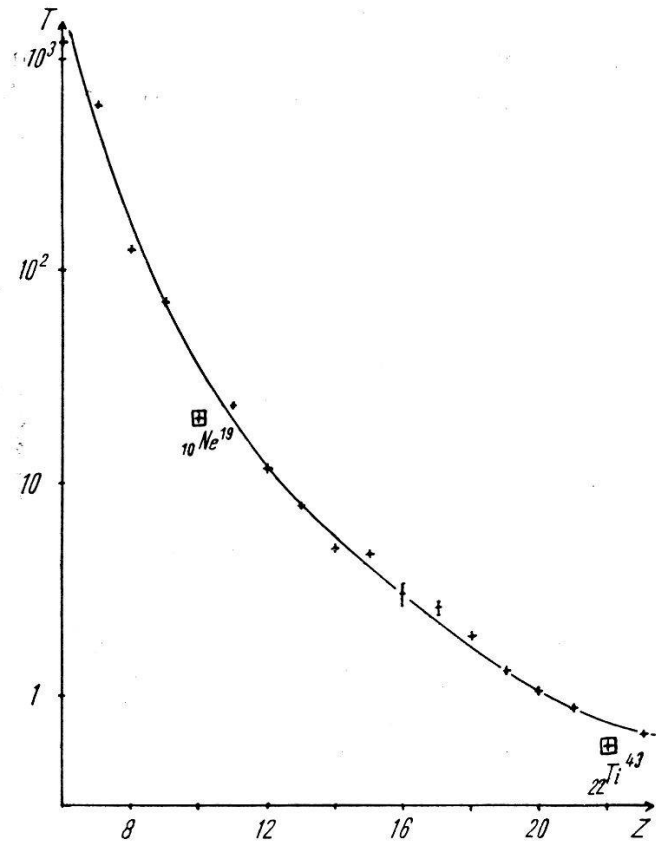

T
10^3
10^2
10
1
$_{10}Ne^{19}$
$_{22}Ti^{43}$
8
12
16
20
Z

Fig. 3.

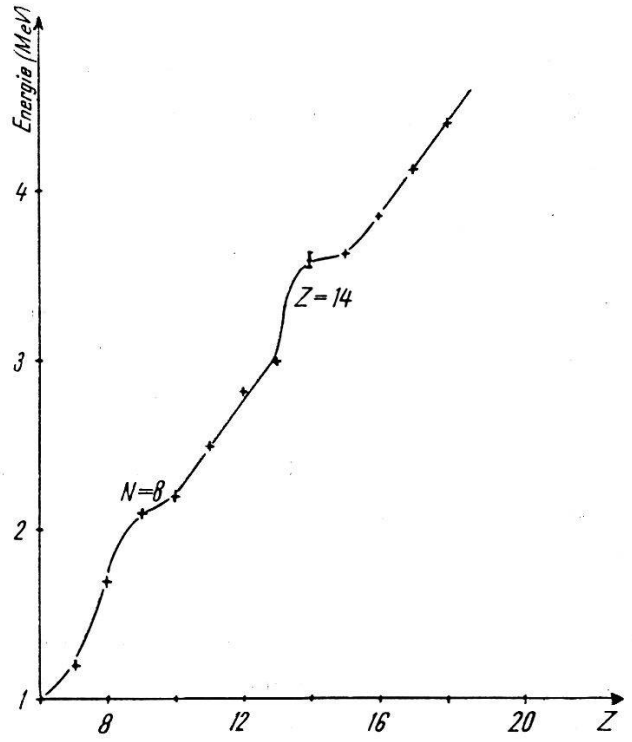

Energie (MeV)
4
3
2
1
Z = 14
N = 8
8
12
16
20
Z

Fig. 4.

Les probabilités de transition β dépendent de la variation du moment angulaire du noyau et de sa parité. Les modèles fournissent une méthode pour assigner spin et parité à un noyau impair dans le cas où aucune mesure expérimentale n'a été faite; le caractère de la transition (permise, interdite) peut être calculé. L'accord de la théorie et de l'expérience est en général très satisfaisant. Une étude d'ensemble de ces transitions basée sur le modèle de M. G. MAYER est actuellement en préparation[8b]).

4. *Emission de neutrons.*

L'émission retardée de neutrons est limitée actuellement à un nombre très restreint de noyaux; on connaît bien[1b]) les réactions nucléaires:

$$35\ Br^{87} \xrightarrow[\beta^-]{} {}_{36}Kr^{87} \longrightarrow {}_{36}Kr^{86} + {}_0n^1 \quad 50 \text{ neutrons}$$

et

$$53\ I^{137} \xrightarrow[\beta^-]{} {}_{54}Xe^{137} \longrightarrow {}_{54}Xe^{137} + {}_0n^1 \quad 82 \text{ neutrons}$$

Le cas de $7\ N^{17}$ leur est semblable[10]):

$$7\ N^{17} \xrightarrow[\beta^-]{} {}_8O^{17} \longrightarrow {}_8O^{16} + {}_0n^1 \quad 8 \text{ neutrons}$$

Ces trois réactions conduisent à des structeurs stables de neutrons, telles qu'elles sont prévues par le modèle choisi.

Les mesures de J. MCELHINNEY et al[11]) se rapportant à l'extraction de photoneutrons par les rayons γ en fonction de Z montrent deux anomalies remarquables, non interprétées par la théorie, aux points:

$$Z = 40 \quad \text{correspondant à } N = 50.$$

et

$$Z = 57 \quad \text{correspondant à } N = 82.$$

Deux autres minima sont situées approximativement aux points:

$$Z = N = 8$$
$$N = 28$$

lesquels coïncident avec des minima très accusés des sections de capture pour les neutrons lents ou rapides[4]).

5. *Fission.*

La répartition des produits résultant de la fission des noyaux lourds présente, enfin, des anomalies remarquables[1b]).

La fission du noyau résultant de l'interaction des neutrons lents et de noyaux lourds comme par exemple U^{235} est classique [12]); nous

l'avons reproduite en portant en abcisses le nombre de neutrons des noyaux formés, et en mettant en évidence les points $Z = 50$, $N = 50$ et 82 (fig. 5). Les fissions résultant de l'action de particules α de grande énergie sur les noyaux lourds, ont une allure un peu différente; celle du Thorium soumis à des particules α de 40 MeV[13]) présente deux maxima remarquables aux points:

$$N = 50 + 1$$
$$Z = 82$$

et les deux minima importants suivants:

$$Z = 48 = 50 - 2$$
$$N = 81 = 82 - 1.$$

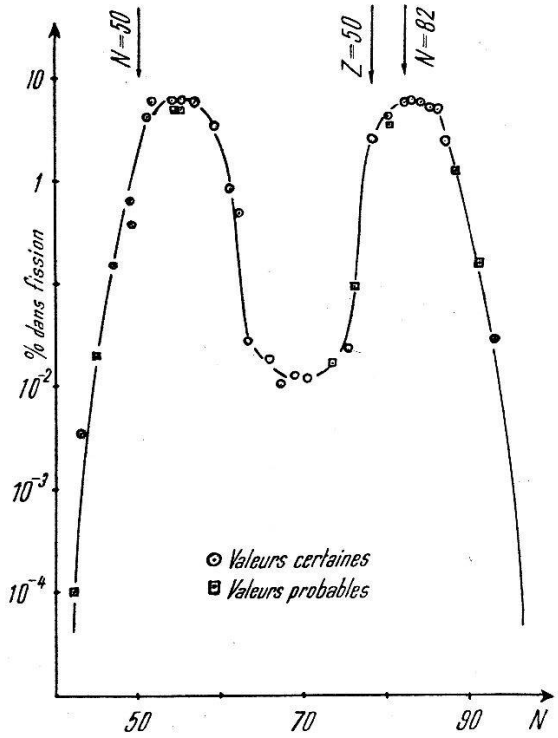


Fig. 5.

Celle de l'Uranium par des particules α de 380 MeV présente trois zones de produits abondants:

$$N = 50,\ Z = 50,\ N = 82^{14})$$

Les produits de fission du noyau ($Bi^{209} + D^2$)[15]) (énergie des deutérons = 190 MeV) sont très groupés dans la zone allant de $N > 50$ à $Z = 50$.

Les phénomènes, moins nets lorsque les particules incidentes sont de grande énergie, présentent des anomalies remarquables aux structures stables de neutrons et de protons.

6. *Systématique du noyau.*

Les structures stables nucléaires s'interprètent, sur le modèle des structures atomiques, par l'existence de couches complètes de nucléons; nous pouvons donc appeler, par analogie aux propriétés atomiques:

1. caractères chimiques du noyau, ceux qui ne mettent en jeu que le dernier nucléon de rang impair, et qui mettent en évidence une structure périodique au sens de MENDELEEF. Ce sont en particulier les divers moments (spin, moment magnétique, moment électrique quadrupolaire), les sections efficaces de capture pour les neutrons lents et les probabilités de radioactivité β;

2. les caractères spectroscopiques du noyau, qui mettent en jeu, soit le dernier nucléon, soit d'autres nucléons plus liés; les phénomènes de fission, les radioactivités α sont dans ce cas. Dans tout ce groupe, où plusieurs nucléons peuvent être mis en jeu, les structures stables sont mises en évidence de façon plus ou moins nette;

3. caractères intrinsèques, ceux du noyau pris en bloc. La plus importante est la masse et, à un degré moindre, l'existence, le nombre, la masse relative et absolue des isotopes des divers éléments. Dans ces propriétés, les structeurs stables ne s'imposent pas immédiatement et apparaissent parfois comme un infiniment petit du 1er ordre[16]). L'enrichissement continuel des données expérimentales relatives à l'étude des noyaux permet d'espérer à bref délai une systématique convenable des propriétés nucléaires.

Littérature.

[1a]) W. ELSASSER, J. de phys. et rad. **5**, 625 (1934).
[b]) M. G. MAYER, Phys. Rev. **74**, 235 (1948).
[2]) Une excellente étude d'ensemble, avec références, se trouve dans le travail de E. FEENBERG, Phys. Rev. **77**, 771 (1950).
[3]) M. G. MAYER, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949).
[4]) G. J. BÉNÉ, P. M. DENIS, R. C. EXTERMANN, Archives des Sciences (1950) in press.
[5]) W. GORDY, Phys. Rev. **76**, 139 (1949); G. J. BÉNÉ, P. M. DENIS, R. C. EXTERMANN, Archives des Sciences **2**, 549 (1949).
[6]) I. PERLMAN, A. GHIORSO, G. T. SEABORG, Phys. Rev. **77**, 26 (1950).
[7a]) E. K. HYDE, A. GHIORSO, G. T. SEABORG, Phys. Rev. **77**, 765 (1950).
[b]) S. G. THOMPSON, A. GHIORSO, G. T. SEABORG, Phys. Rev. **77**, 838 (1950).
[8i]) Données relatives aux énergies et aux périodes des noyaux radio-actifs, voir G. T. SEABORG, I. PERLMAN, Rev. of Modern Phys. **20**, 585—667 (1948).
[b]) MARIA-G. MAYER, Phys. Rev. **78**, 16 (1950).
[9]) Le nombre magique Z ou $N = 8$ est bien connu; le point 14, prévu par le modèle de M. G. MAYER, est remarqué par E. FEENBERG[2]) (p. 776) et par G. J. BÉNÉ, P. M. DENIS, R. C. EXTERMANN dans les sections de capture des neutrons lents[4]).

[10]) R. A. CHARPIE, KUAN-HAN SUN, B. JENNINGS, J. F. NECHAJ, P. R. **76**, 1255 (1949).
[11]) J. MCELHINNEY et al., non publié, cité par G. A. PRICE et D. W. KERST, Phys. Rev. **77**, 806 (1950).
[12]) Nuclei formed in Fission, Rev. of Mod. Phys. **18**, 513 (1946).
[13]) AMOS S. NEWTON, Phys. Rev. **75**, 17 (1949).
[14]) P. R. O'CONNOR, G. T. SEABORG, Phys. Rev. **74**, 1189 (1948).
[15]) R. H. GOECKERMANN and I. PERLMAN, Phys. Rev. **76**, 628 (1949).
[16]) La fonction f (packing fraction) présente, malgré les données incomplètes, des minima aux points $Z = 2, 6, 8, 14, 20$, $N = 50$, $Z = 50$, $N = 82$ (Nuclear Physics, course of E. FERMI, Chicago Univ. Press, 1950).

Die elastische Streuung von Neutronen an Deuteronen bei niedrigen Energien

A. TRÖSCH und M. VERDE.
(Physikalisches Institut der ETH. Zürich.)

Aus der Winkelverteilung der Streuung von Neutronen an Deuteronen können wir über den Austauschcharakter der Kernkräfte Aufschluss erhalten, denn es tritt eine merkliche P-Streuung bereits bei Energien von einigen MeV auf, wo geschwindigkeitsabhängige Potentiale noch keine wesentliche Rolle spielen sollten. Wird die Energie der einfallenden Neutronen so gewählt, dass die P-Welle selbst wenig gestreut wird und sich nur durch die Interferenz mit der S-Welle bemerkbar macht, so lässt sich die Streuphase δ_1 in der Bornschen Näherung ohne Schwierigkeit berechnen, und es bleibt einzig die Streuphase δ_0 der S-Welle streng zu ermitteln.

Dazu haben wir die Entwicklung von $k \cdot \operatorname{ctg} \delta_0$ nach Potenzen von k^2, die für das Zweikörperproblem bekannt ist[1]), auf unser Dreikörperproblem verallgemeinert; sie lautet

$$k \cdot \operatorname{ctg} \delta_s = -\frac{1}{a_s} + \frac{r_s}{2} k^2 + \cdots$$

Der Index s bezieht sich auf die Spinwerte $S = 3/2$ oder $S = 1/2$; a_s bedeutet die Streulänge und r_s eine effektive Reichweite. Diese beiden Grössen können berechnet werden, sobald man die Eigenfunktionen für die Einfallsenergie Null kennt.

Bestimmen wir diese Eigenfunktion nach einem Variationsverfahren[2]), so ergibt sich, dass $a_{3/2}$ und $a_{1/2}$ für jene beiden statischen Wechselwirkungen, die von der symmetrischen bzw. der neutralen Mesontheorie nahegelegt werden, dasselbe positive Vorzeichen be-

---

[1]) H. A. BETHE, Phys. Rev. **76**, 38 (1949).
[2]) M. VERDE, H.P.A. XXII, 339 (1949.

sitzen. Das Verhältnis $a_{3/2}/a_{1/2}$ ist innerhalb 5% gleich für die beiden Theorien und beträgt 0,44; der experimentelle Wert liegt zwischen 0,5 und 2,3[3]). Die theoretischen Wirkungsquerschnitte für die Energie Null ergeben sich zu 2,9 barns bei der symmetrischen Theorie und 2,6 barns bei der neutralen Theorie.

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in den H.P.A.

Über einen möglichen Beitrag zur Kenntnis des Kernfeldes

von M. Verde, Phys. Inst. der ETH. Zürich.

Bekanntlich wird in letzterer Zeit von verschiedener Seite[1]) die Meinung vertreten, dass bei den Kernen eine Art Schalenaufbau auftritt. Man nimmt an, dass sich die Nukleonen in erster Nährung unabhängig voneinander in einem Zentralfeld bewegen. Was die Teilchen voneinander wissen müssen, ist nur, dass sie dem Pauli-Prinzip Genüge zu leisten haben. Um gewisse Periodizitäten erklären zu können, wird hierbei ferner angenommen, dass nur der Gesamtspin eines Nukleons eine gute Quantenzahl ist und dass Zustände, die zum gleichen Bahndrehimpuls, aber zur verschiedenen Gesamtdrehimpulsen gehören, als gespaltene Terme auftreten. Es scheint also eine Spin-Bahnkopplung vorhanden zu sein, die sich insbesondere bei höheren Drehimpulsen stark bemerkbar machen sollte. Die allgemeine Tendenz ist, dass Zustände mit höheren Drehimpulsen stärker gebunden sind als solche mit niedrigeren.

Experimente über die Streuung von schnellen Neutronen verschiedenen Energien an gewissen Kernen sind gut geeignet, um Auskünfte über die Existenz eines Zentralfeldes bei den Kernen sowie über die Art und die Grösse der Spin-Bahnkopplung zu liefern.

Betrachten wir z. B. einen Kohlenstoffkern mit sechs Protonen und sechs Neutronen. Nach dem Schalenmodell füllen die sechs Teilchen die zwei Niveaux $s_{1/2}$, $p_{3/2}$ nacheinander auf und bilden eine besonders stabile Konfiguration. Fügen wir ein weiteres Neutron hinzu und wirkt der ursprüngliche Kohlenstoffkern als Rumpf zentral nach aussen, so bleibt dieses Neutron draussen und beginnt eine neue Schale $p_{1/2}$. In der Tat ist bekannt, dass C^{13} einen Spin 1/2 besitzt und ein magnetisches Moment 0,70 K.M. Das magnetische Moment eines einzigen Neutron in einem $p_{1/2}$ Zustand beträgt 0·64 K.M. Andererseits ist auch bekannt, dass die Bindungsenergie für das hinzugefügte Neutron viel kleiner ist als der Mittelwert von

---

[3]) E. Fermi und L. Marshall, Phys. Rev. **75**, 578 (1949).

8 MeV, nämlich ungefähr 5 MeV. C^{13} könnte also ein gutes Beispiel für einen Schalenaufbau darstellen und sollte infolgedessen für Versuche der erwähnten Art geeignet sein. Das gleiche gilt für O^{16}. Auch hier ist die Bindungsenergie eines hinzugefügten Neutrons kleiner als der Mittelwert und beträgt wieder rund 5 MeV. Über Spin und m.M. dieses Kernes ist nichts Sicheres bekannt.

Natürlich gibt es eine Anzahl anderer Kerne, die im Sinne eines Schalenmodells gesättigt sind. Wir wollen aber unsere Aufmerksamkeit auf die zwei Kerne Kohlenstoff und Sauerstoff konzentrieren. Denn es gibt nämlich noch eine ganz andere Auffassung über die Struktur dieser Kerne, das sogenannte α-Teilchen Modell. Nach dieser Auffassung wäre ein Kohlenstoffkern ein Gebilde von drei an den Ecken eines Dreieckes angeordneten α-Teilchen und Sauerstoff ein Gebilde von vier α-Teilchen an den Ecken eines Tetraeders. Die (γ,α)-Zerfälle dieser Kerne, die in Zürich systematisch untersucht werden, bieten ein gutes Mittel, um die Zuverlässigkeit dieser Auffassung zu prüfen.

Man kann eine Plausibilitätsbetrachtung anstellen für das Verständnis des Zentralfeldes in den Kernen. Wirkt das Kernfeld, was den Raumanteil betrifft, nach aussen einfach als Summe der räumlichen Anteile der einzelnen Nukleonen und ist ferner die Raumabhängigkeit durch das YUKAWA-Potential gegeben, nämlich durch $e^{-\varkappa r}/r$, dann gilt für das Potential einer Kugel kontinuierlich verteilter Kernmaterie in einem Aufpunkt $\vec{r}$ ausserhalb derselben

$$v(\vec{r}) = \int \frac{e^{-\varkappa|\vec{r}-\vec{r}'|^2}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \cdot g(\vec{r}') \cdot d^3 r' = \frac{e^{-\varkappa \cdot r}}{r} g_k$$

Das heisst, die Kugel wirkt ähnlich wie beim Coulombfeld nach aussen als wäre eine gewisse Ladung im Zentrum konzentriert. Die Austauschkräfte bereiten keine Schwierigkeiten und können in der Ladung g_k berücksichtigt werden. Wirkt nun z. B. einer der betrachteten Kerne C^{12} und O^{16} nach aussen in dieser Weise, so muss dies auf Grund von Streuversuchen von Neutronen an diesen Kernen feststellbar sein. Solche Versuche wurden in Zürich und Basel durchgeführt (siehe die nachstehenden Mitteilungen).

Die bekannte Formel der Dispersionstheorie für den Fall einer einzigen Resonanz mit einem l-Niveau lautet

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \lambda^2 \left| e^{i\delta_0} \sin\delta_0 + (2l+1) P_l(\cos\vartheta) \frac{\Gamma_l/2}{E - E_l + i\Gamma_l/2} \right|^2$$

E_l ist die Resonanzenergie, Γ_l die Breite des Niveaus und $e^{i\delta_0} \sin\delta_0$ ist die Amplitude der sogenannten Potentialstreuung. Sobald die Neutronenenergie die Höhe eines solchen Niveaus erreicht, muss in

der Streuung eine starke Anisotropie und ein Maximum des Wirkungsquerschnittes auftreten.

Es ist leicht diese Formel auf den Fall zu verallgemeinern, dass nicht der Bahndrehimpuls eine gute Quantenzahl für die Charakterisierung des Niveaus ist, sondern der Gesamtdrehimpuls. Die Formel lautet[2])

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \lambda^2 \{ | e^{i\delta_0} \sin\delta_0 + [(l+1) R_{l+1/2} + l R_{l-1/2}] P_l |^2 + (P_l^1)^2 | R_{l+1/2} - R_{l-1/2} |^2 \}$$

Dabei ist

$$R_{l \pm 1/2} = \frac{\Gamma_{l \pm 1/2}/2}{E - E_{l \pm 1/2} + i \Gamma_{l \pm 1/2}/2}$$

P_l ist eine Kugelfunktion vom Indes l und P_l^1 eine zugeordnete Kugelfunktion.

Wirkt eine Spinbahnkopplung tatsächlich, so müssen die Resonanzstellen in Paaren auftreten, ausgenommen den Fall, dass es sich um einen S-Zustand handelt, was auch durch die Winkelverteilung nachgeprüft werden kann.

Die Spinbahnkopplung macht sich in der Winkelverteilung durch das Glied mit P_l^1 bemerkbar. Zur Beurteilung der Ladungsunabhängigkeit der eventuellen Spinbahnkopplung sind Streuversuche von Protonen an denselben Kernen heranzuziehen.

Die Auswertung der experimentellen Ergebnisse ist mühsam und konnte bis jetzt nicht durchgeführt werden, da auch die Messungen nur vor kurzem abgeschlossen wurden und zum Teil noch einer Ergänzung bedürftig sind. Wir hoffen, demnächst auf Grund der hier vorgebrachten Annahmen über das Zentralfeld und der experimentellen Ergebnisse über die quantitative Formulierung berichten zu können.

Literatur.

[1]) M. G. Mayer, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949); Haxel, Jensen und Suess, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949).

[2]) F. Bloch, Phys. Rev. **58**, 829 (1940).

Winkelverteilung von elastisch gestreuten Neutronen an Sauerstoff, Kohlenstoff und Stickstoff

von E. Baldinger, P. Huber (Basel)
und R. Ricamo, W. Zünti (ETH. Zürich).

Streuexperimente mit Neutronen können auf verschiedene Arten durchgeführt werden. In der vorliegenden Arbeit wurde die Energieverteilung $p(E)$ der Rückstosskerne in einer Ionisationskammer bestimmt. Solche Messungen geben direkt Aufschluss über die Winkel-

verteilung der Neutronen im Schwerpunktssystem. Es gilt folgender Zusammenhang[1]):

$$p(E) = \frac{4\pi}{E_{\max}} \cdot \frac{\sigma(\varphi)}{\sigma_s}$$

$E_{\max}$ = maximale Energie des Rückstosskernes.
$\sigma(\varphi)$ = Differentieller Streuquerschnitt im Schwerpunktssystem.
φ = Streuwinkel des Neutrons im Schwerpunktssystem.
σ_s = Totaler Streuquerschnitt.

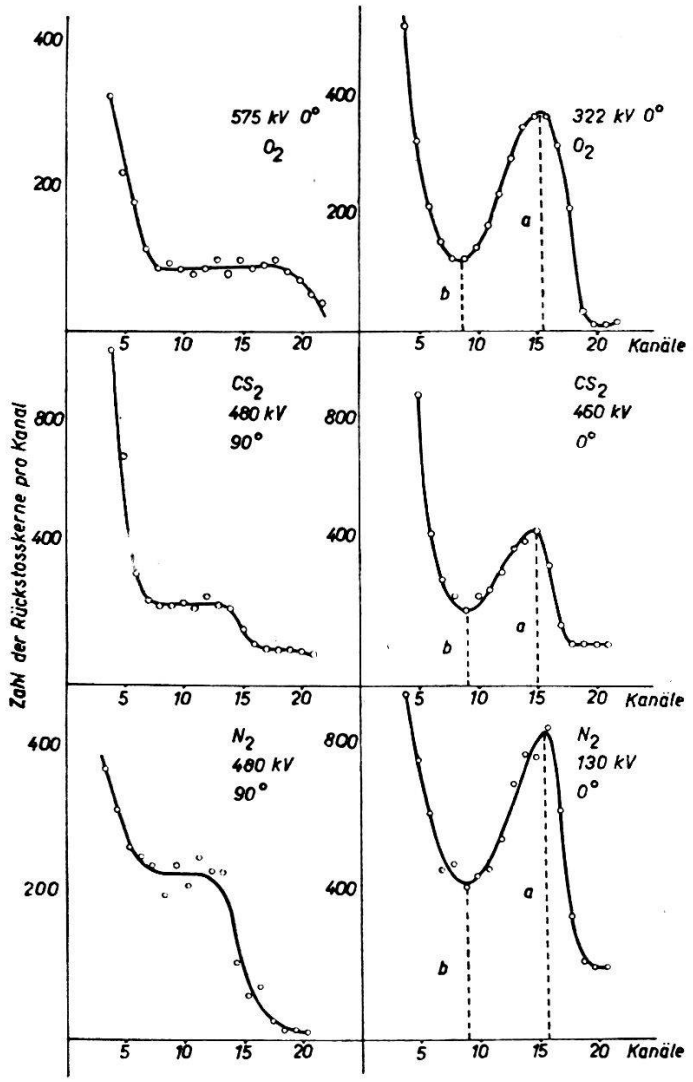


Fig. 1.

Rückstossverteilung für O, C und N. Neben den Kurven sind die Füllung der Kammer, die Beschleunigungsspannung der Deuteronen und der Bestrahlungswinkel gegen den einfallenden Deuteronenstrahl angegeben. Mit Ausnahme der 1. Kurve wurden alle Verteilungen mit dicker Eistarget aufgenommen. Als Anisotropie wird das Verhältnis a/b bezeichnet.

---

[1]) B. Rossi and H. Staub, Ionization Chambers and Counters, S. 136.

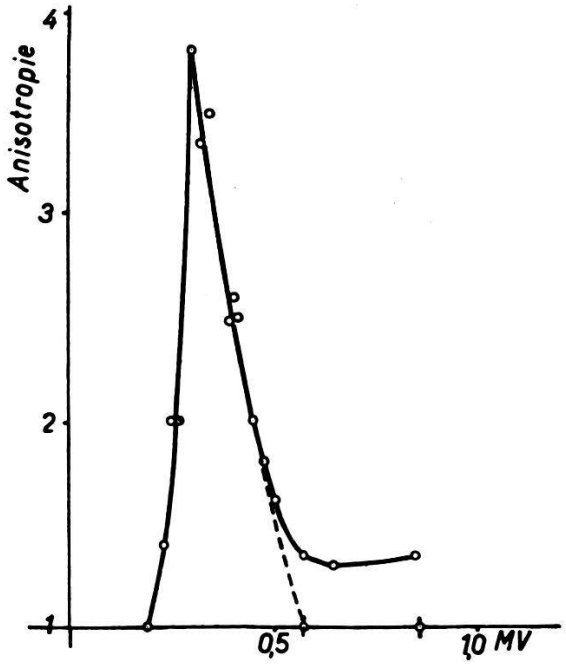


Fig. 2.

Anisotropie der Verteilung von Sauerstoff-Rückstosskernen. Die zwei mit ⊕ bezeichneten Messpunkte wurden erhalten, indem die mit flüssiger Luft gekühlte Kupfertarget ohne schwere Eisschicht blieb. Für die anderen Messpunkte wurde auf den Kupferblock eine dicke D_2O-Schicht niedergeschlagen.
Abszisse: Deuteronenenergie.

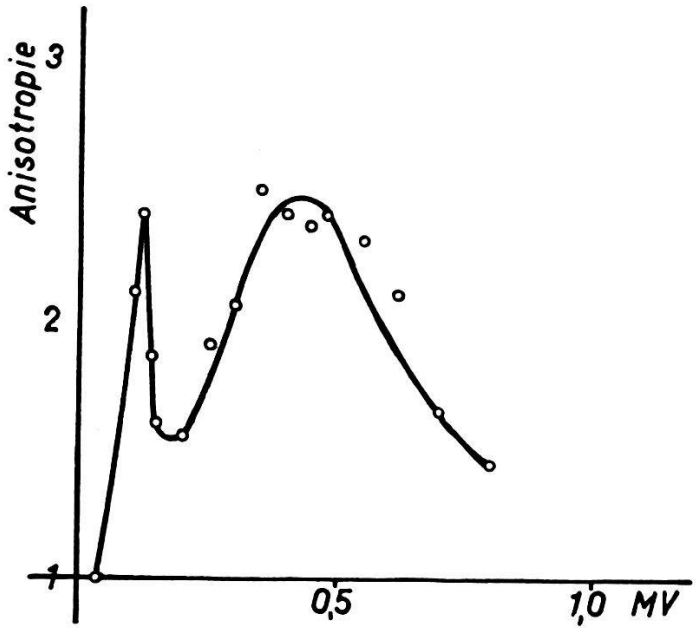


Fig. 3.

Anisotropie der Kohlenstoff-Verteilungskurve.

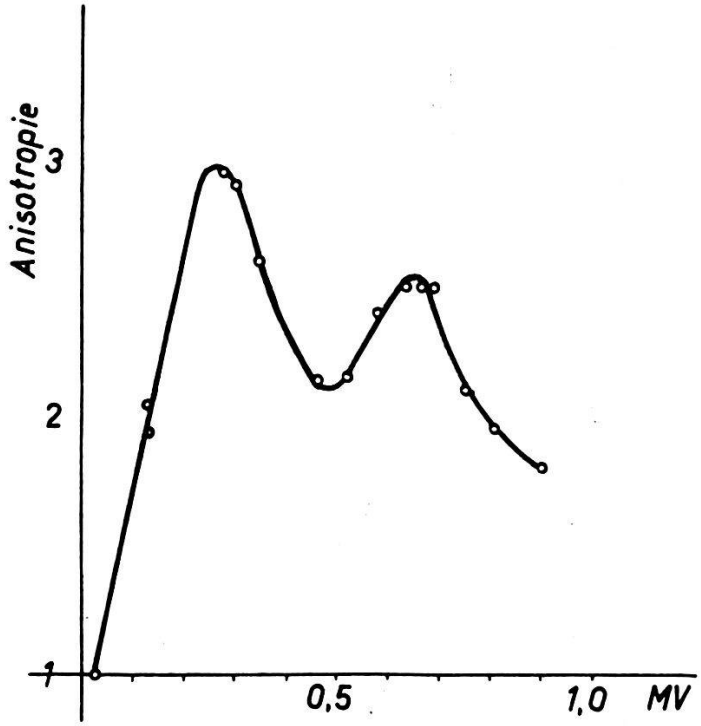


Fig. 4.

Anisotropie der Stickstoff-Verteilungskurve.

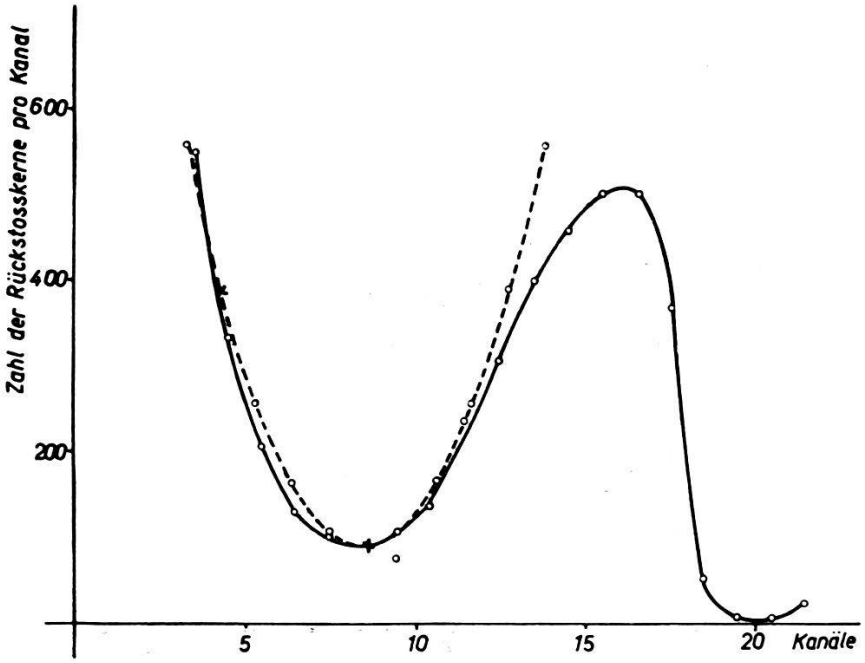


Fig. 5.

Energieverteilung von Sauerstoff-Rückstosskernen. Neutronenenergie ca. 3,3 MeV.

Zur Messung der Rückstossenergien werden die Rückstossimpulse verstärkt und einem Impulsspektrographen mit 20 Kanälen[1]) zugeführt. Als Neutronenquelle diente uns die D-D-Reaktion. Zur Herstellung variabler Neutronenenergien wurde eine dicke Schicht aus schwerem Eis mit Deuteronen von 100—1000 kV bestrahlt.

Fig. 1 zeigt ein paar typische Verteilungskurven der Rückstosskerne von Sauerstoff, Kohlenstoff und Stickstoff. Zur Messung der Rückstösse an O und N wurde die Kammer mit Sauerstoff bzw. Stickstoffgas gefüllt, für C mit CS_2-Dampf bei etwas erwärmter Kammer. Die meisten Verteilungskurven zeigen bei kleinen Energien einen stärkeren Anstieg. Wir glauben, dass Störeinflüsse wie Untergrund und Hochspannungsapparatur dafür verantwortlich sind.

Zur Charakterisierung der Verteilung wählen wir das Verhältnis Maximum zu Minimum. Dieses Verhältnis, das wir als Anisotropie der Verteilung bezeichnen wollen, wird in Abhängigkeit der Neutronenenergie gemessen. Es zeigt einen resonanzartigen Verlauf. Fig. 2, 3 und 4 geben die ersten vorläufigen Ergebnisse. Die Kurven lassen erkennen, dass schon bei relativ kleinen Neutronenenergien keine isotrope Verteilung vorliegt.

Die Diskussion des Verlaufs der Energieverteilung vermittelt weitere Aufschlüsse, da hieraus auf die Winkelverteilung der Neutronen im Schwerpunktssystem geschlossen werden kann. Fig. 5 zeigt die Energieverteilung bei Sauerstoff für eine Neutronenenergie von ca. 3,3 MeV. Diese Verteilung ist aus einer Differenzmessung gewonnen. Dazu wurde die Rückstossverteilung bei Deuteronenenergien des Neutronengenerators von 320 kV und 250 kV bestimmt. Die beiden Ergebnisse sind aufeinander normiert und voneinander abgezogen worden. Die Differenz ergibt die durch eine ziemlich monochromatische Neutronenstrahlung erzeugte Rückstossverteilung. Sie eliminiert zudem den Einfluss des Störpegels bei kleinen Energien. Die Kurve ist in erster Näherung symmetrisch und lässt sich ziemlich gut durch eine Parabel zweiten Grades darstellen.

Herrn Dr. W. Häg danken wir für die bei der Erstellung des Neutronengenerators geleistete Arbeit und Herrn Kollegen Fierz für manche Diskussionen.

---

[1]) E. Baldinger und R. Casale, HPA., XXI, 172, 1948.

*

Streuversuche mit schnellen Neutronen an Kohlenstoff und Sauerstoff

von R. Ricamo[1]), W. Zünti (ETH. Zürich)
und E. Baldinger, P. Huber (Basel).

Die experimentelle Untersuchung der Resonanzen beim elastischen Stoss von Neutronen an Kernen wie C und O, die besonders gesättigt sind, kann nützliche Daten liefern zur Prüfung der Existenz eines zentralen Feldes und einer Spin-Bahnkopplung, wie sie in den letzten Jahren vorgeschlagen worden ist[2]).

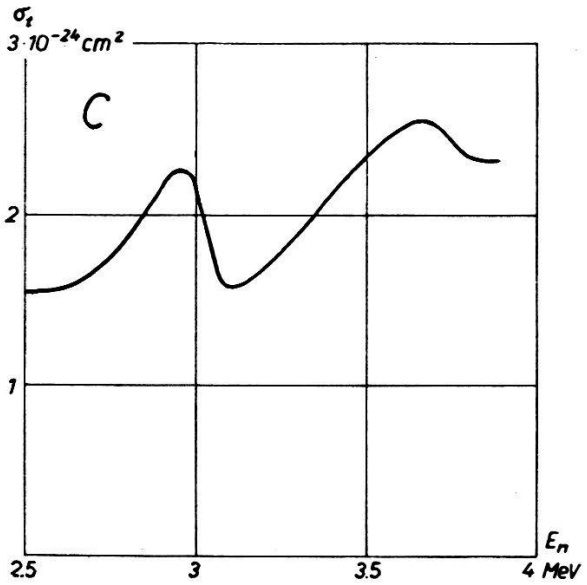


Fig. 1.
Totaler Wirkungsquerschnitt von Kohlenstoff in Abhängigkeit von der Neutronenenergie.

Besonders wichtig für die theoretische Auswertung ist die Bestimmung der Lage der Niveaux und ihrer Breite, sowie die Kenntnis der zugehörigen Gesamt-Drehimpulse. Wir haben deshalb Messungen über die totalen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Energie und über die Winkelverteilung der gestreuten Neutronen unternommen. Die vorläufigen Ergebnisse (Fig. 1 und 2) zeigen im Energieintervall von 2,5 bis 3,9 MeV bisher unbekannte Resonanzstellen[3]), in deren Nähe sich eine ausgeprägte Anisotropie der Winkelverteilung nachweisen lässt. (Siehe vorhergehende Arbeit.)

Die totalen Wirkungsquerschnitte können am einfachsten aus Transmissionsexperimenten gewonnen werden, indem man die

[1]) Vom Physikalischen Institut der Universität Bologna, Italien.
[2]) Verde, M., siehe vorhergehende Arbeit.
[3]) Goldsmith, H. H., Ibser, H. W. und Feld, B. T., Rev. Mod. Phys. **19**, 259 (1947).

Schwächung eines Neutronenstrahls durch Streukörper von geeigneter Dicke bestimmt. Für C und O muss im betrachteten Energieintervall der totale Querschnitt mit dem Streuquerschnitt übereinstimmen, da der Einfang zu vernachlässigen ist und unelastische Streuprozesse noch nicht auftreten.

Die besondern Schwierigkeiten beim Arbeiten mit schnellen Neutronen liegen in der Unmöglichkeit einer sauberen Kollimation und in den unbefriedigenden Detektoren.

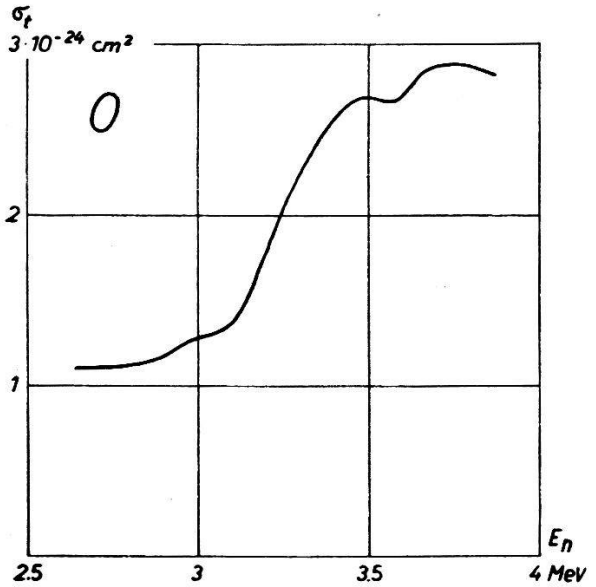


Fig. 2.
Totaler Wirkungsquerschnitt von Sauerstoff in Abhängigkeit von der Neutronenenergie.

Im zweiten Punkt konnte mit der Scintillationsmethode eine wesentliche Verbesserung erzielt werden. Die schnellen Neutronen erzeugen in der Leuchtmasse Rückstosskerne, insbesondere Rückstossprotonen, deren Lichtblitze mit 1P21-Photo-Multiplier, Verstärker und Untersetzer gezählt werden. Organische Leuchtmassen wie das von uns verwendete Anthracen[1]) scheinen besonders geeignet wegen des hohen Wasserstoffgehaltes und wegen Abwesenheit von störenden Radioaktivitäten bis zu hohen Neutronenenergien. Die Ansprechwahrscheinlichkeit kann durch geeignete Diskriminierung im Bereich von 2 bis 4 MeV praktisch konstant gehalten werden; sie ist dann ungefähr 10%, also zwei Grössenordnungen höher als jene von wasserstoffgefüllten Ionisationskammern.

Die D-D-Reaktion (D_2O-Eisschicht von ungefähr 1/4 Sättigungsdicke mit 800 KV Deuteronen beschossen) lieferte die nahezu mono-

[1]) Huber, O., Humbel, F., Schneider, H. und Steffen, R., HPA. **22**, 418 (1949).

chromatischen Neutronen, deren Energie in bekannter Weise durch Variation des Beobachtungswinkels zwischen 2 und 3,8 MeV gewählt werden konnte. Neutronenquelle und Detektor sehen sich gegenseitig unter einem Raumwinkel von 10^{-3}, die geometrischen Korrekturen sind deshalb vernachlässigbar klein.

Bisher wurde der totale Wirkungsquerschnitt von C in Form von Graphit, und derjenige von O als Differenz von Si und SiO_2 in Schritten von etwa 50 KeV der Neutronenenergie gemessen.

Streuung von (*d*, *d*)-Neutronen an Deutonen und Protonen

von J. Halter, I. Hamouda und P. Scherrer (ETH. Zürich).

Durch Streuversuche von Neutronen an Deutonen lässt sich schon bei kleinen Energien zwischen den verschiedenen Ansätzen der Mesontheorie der Kernkräfte eine Entscheidung treffen. Wir haben daher die Winkelverteilung von (*d*, *d*)-Neutronen von 3,27 MeV Energie an Deutonen mit Hilfe der Wilsonkammer untersucht.

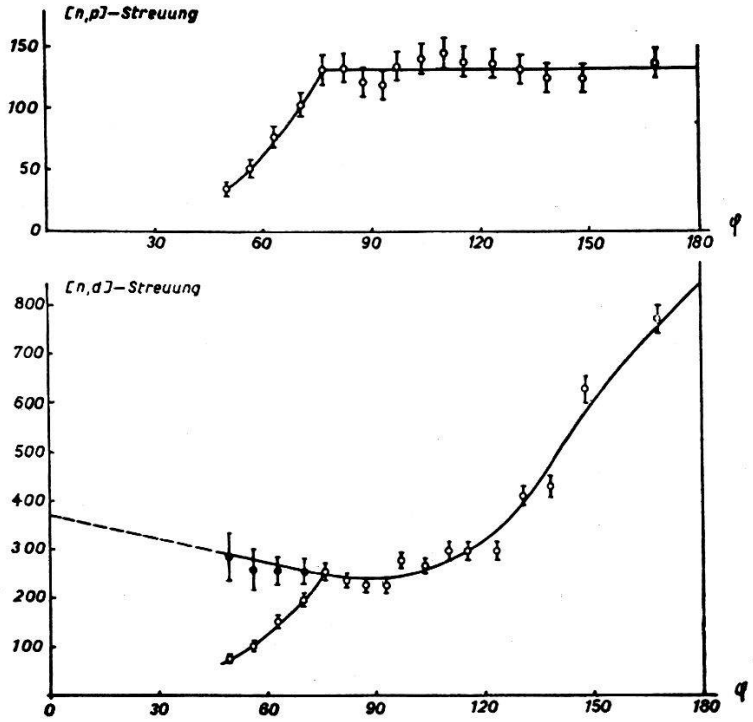


Fig. 1.

Anzahl der gestreuten Neutronen in Funktion des Ablenkungswinkels im Schwerpunktsystem.

oben: (*n*, *p*)-Streuung; unten: (*n*, *d*)-Streuung;

leere Kreise: gemessene Intensitäten;

volle Kreise: unter Annahme der Isotropie bei (*n*, *p*)-Streuung korrigierte Werte;

gestrichelte Linie: Extrapolation nach kleinen Ablenkungswinkeln.

Zur Elimination von Effekten, welche durch die unvermeidlichen Streuneutronen verursacht werden, und zur Umgehung einer rechnerischen Erfassung der geometrischen Verhältnisse wurden analoge Streuversuche mit derselben Neutronenquelle an Protonen unter genau gleichen Bedingungen durchgeführt. Da man weiss, dass bei diesen kleinen Energien die (n, p)-Streuung kugelsymmetrisch ist, lassen sich so alle störenden Effekte ohne weiteres eliminieren. Die Ergebnisse von 2800 Protonen- und 8200 Deutonenspuren sind in Fig. 1 dargestellt. Die leeren Kreise geben die Messwerte wieder, die vollen Kreise erhält man unter Berücksichtigung der isotropen Winkelverteilung bei der (n,p)-Streuung. Aus der Form der Kurve ergibt sich die Extrapolation zu kleinen Streuwinkeln (gestrichelte Kurve). Die Extrapolation zeigt sich in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen totalen Streuquerschnitt für die beiden Prozesse.

Die ausführliche Arbeit erscheint demnächst in den H.P.A.

$B^{10}(n, \alpha)$ Li^7-Reaktion mit schnellen Neutronen und die Energietönung der Reaktion D (d, n) He^3

von A. Stebler, H. Bichsel und P. Huber, Basel.

Mit den monochromatischen Neutronen der $D(d,n)He^3$-Reaktion haben wir in einer Ionisationskammer die Reaktion B^{10} (n, α) Li^7 ausgelöst. Die Kammer war mit 9 ata Argon und 1 ata BF_3 gefüllt. Die Registrierung der Ionisationskammerimpulse erfolgte mit einem Impulsverstärker und einem photographischen Impulsspektrographen[1]). Zur Herabsetzung des Effektes der durch Streuung auf einige eV verlangsamten Neutronen war die Ionisationskammer mit einem 1 cm dicken Mantel aus amorphem Bor ($\varrho = 1{,}2$ gcm^{-3}) versehen. Die Figur zeigt die gemessene Impulsverteilung. Der Energiemaßstab wurde durch Vergleich mit Uran-α-Teilchen erhalten. Das Maximum bei 2,23 MeV entspricht der durch Streuneutronen von einigen eV ausgelösten Bor-Reaktion, die in den angeregten Zustand des Li^7 (0,478 MeV) führt. Die dem Übergang in den Grundzustand des Li^7 zuzuordnende Gruppe ist nicht aufgelöst. Die Maxima bei 5,67 MeV und 5,15 MeV sind die durch die Hauptgruppe der (d,d)-Neutronen hervorgerufenen Borreaktionen, die in den Grundzustand und in den angeregten Zustand des Li^7 führen. Die vier nicht mehr aufgelösten Gruppen bei 4,76; 4,54; 4,2 und 3,9 MeV sind durch Eintrittsresonanzen schneller Streuneutronen in B^{10} hervorgerufen. Je zwei Gruppen (4,76; 4,2 und 4,54; 3,9) entspre-

chen einer Eintrittsresonanz. Sie stellen jeweils den Übergang in den Grundzustand bzw. angeregten Zustand des Li^7 dar. Die Resonanzenergien der Neutronen ergeben sich zu 1,81 ± 0,04 MeV und 2,03 ± 0,04 MeV. Die Resonanz bei 1,8 MeV wurde schon von GOLDSMITH und IBSER[2]) festgestellt. Das Verhältnis (Li^{7*} = Li^7 im angeregten Zustand von 0,478 MeV)

$$A = \frac{\sigma\,(B^{10}\,(n\alpha)\,Li^7)}{\sigma\,(B^{10}\,(n\alpha)\,Li^{7*})}$$

ist stark abhängig von der Neutronenenergie. Für thermische Neutronen beträgt $A = 0{,}08$[3]). Unsere Messung ergibt für 3 MeV-Neutronen A = 2,0 ± 0,3.

Man kann diese Energieabhängigkeit von A zu deuten versuchen. Der Zwischenkern B^{11} hat mindestens den Spin 5/2. Führt sein

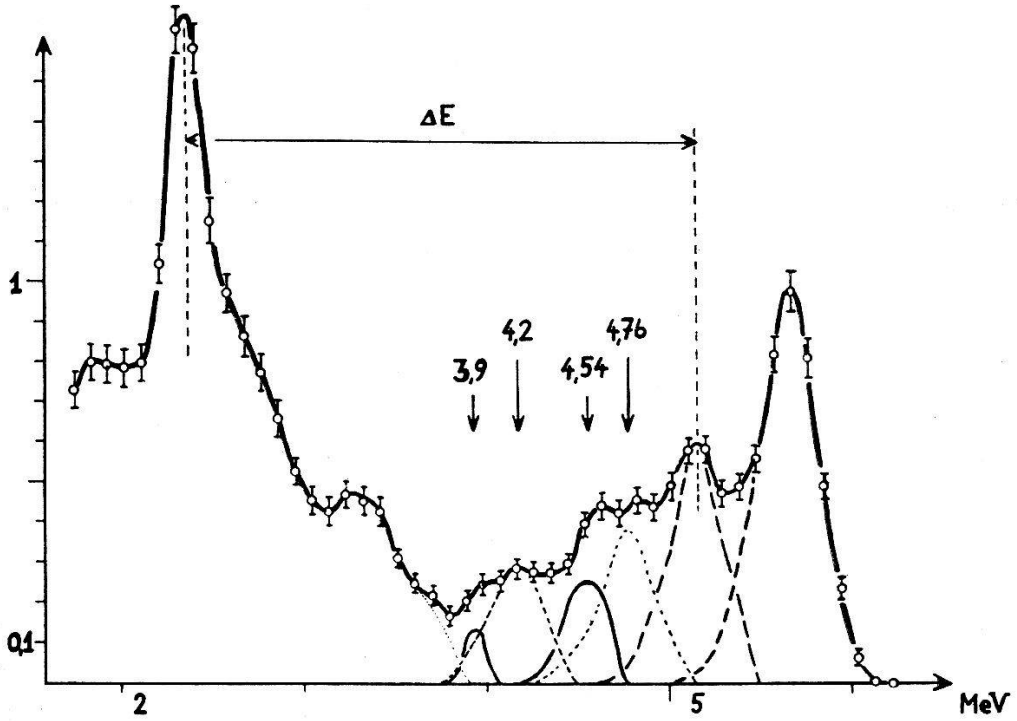


Fig. 1.
Impulsverteilung der B^{10} (n, α) Li^7-Reaktion (10000 Impulse > 1,8 MeV).

Zerfall in den Grundzustand des Li^7, dessen Spin 3/2 beträgt, so muss das α-Teilchen wenigstens das Bahnmoment 1 mitnehmen. Bei Anregung mit thermischen Neutronen steht dem α-Teilchen offenbar zu wenig Energie zur Verfügung, so dass ein derartiger Übergang unwahrscheinlich wird. Nimmt man an, dass der Spin des angeregten Zustandes des Li^7 5/2 beträgt[4]), so erfolgt der Übergang des α-Teilchens vorzugsweise in diesen Zustand. Bei einer Neutronenenergie von 3 MeV ist die dem α-Teilchen zur Verfügung stehende Energie nun so gross, dass das Bahnmoment keinen Einfluss

mehr auf die Übergangswahrscheinlichkeit hat. Der Übergang erfolgt vorzugsweise in den Grundzustand.

Aus unseren Messungen lässt sich die Energietönung Q der $D(d,n)He^3$-Reaktion bestimmen. Die Neutronenenergie ergibt sich direkt aus der Energiedifferenz ΔE der Gruppen (Fig. 1) bei 2,23 und 5 MeV. Die Deuteronenenergie ist ebenfalls bekannt. Es ergibt sich aus diesen Daten

$$Q = 3{,}23 \pm 0{,}04 \text{ MeV}.$$

Dieses Resultat zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem von TOLLESTRUP u. a.[5]) gefundenen Wert von $Q = 3{,}256 \pm 0{,}016$ MeV.

Literatur.

[1]) D. MAEDER, HPA. **20**, 139 (1947).
[2]) GOLDSMITH and IBSER, Atomic Energy Comm. Rep. MDDC 59, 1946.
[3]) BØGGILD, Mat. Fys. Med. **23**, Nr. 4 (1945).
[4]) WILLIAMSON, Phys. Rev. **76**, 617 (1949).
[5]) TOLLESTRUP u. a., Bull. Am. Phys. Soc. **24**, Nr. 4, 29 (1949).

Sur une réaction (n, α) de Fe avec les neutrons lents

par H. HÄNNI et J. ROSSEL, Neuchâtel.

1. Méthode.

Pour la mesure des sections efficaces et énergies de réactions (n, α), l'émulsion photographique offre un certain nombre d'avantages vis-à-vis des méthodes classiques par chambre d'ionisation ou compteur proportionnel. C'est le cas en particulier quand a) σ est petit; b) la substance à étudier ne peut pas s'obtenir sous forme gazeuse; c) quand la réaction se produit avec les neutrons lents, par conséquent les protons de recul ne se manifestent pas de façon prohibitive. Les particules α produites devront avoir un parcours suffisamment grand, 5—6 μ.

Comme la mesure de la dose des neutrons lents peut se faire facilement au moyen d'émulsions chargées de B ou Li (nous avons obtenu une erreur de 1—3%) il est possible de déterminer pour chaque plaque exposée la valeur du flux total de neutrons.

D'après les valeurs de masses connues actuellement, il semble que certains noyaux de masse moyenne présentent des valeurs de Q positives pour un processus (n, α) avec neutrons lents. C'est en particulier le cas de Fe.

2. *Réaction* (n, α) *de Fe.*

Les tables donnent les valeurs suivantes:

Abondance: 91,64%; $_{26}Fe^{56}$ (n, α) $_{24}Cr^{53}$, $Q_1 = 5{,}42$ MeV[1]), 5,75 MeV[2])

Abondance: 5,81%; $_{26}Fe^{54}$ (n, α) $_{24}Cr^{51}$, $Q_2 = 3{,}76$ MeV[1]), 6,58 MeV[2]).

Ces valeurs de Q sont affectées d'une erreur considérable de $\pm$ 1,6 MeV pour Fe^{56} et davantage probablement pour Fe^{54}.

Une estimation semi-théorique de σ dont la valeur est certainement très faible par suite de la haute barrière de potentiel (12 MeV pour Fe^{56}) conduit aux résultats suivants:

$$\sigma n, \alpha \approx \sigma n, \gamma \cdot \frac{\Gamma\alpha}{\Gamma\gamma} = \sigma n, \gamma \cdot \frac{G\alpha}{\Gamma\gamma} \cdot P.$$

$\sigma\, n, \gamma$ = section expérimentale de capture = $2{,}5 \cdot 10^{-24}$ cm² (pour le mélange des isotopes de Fe).

P = pénétrabilité, calculée avec $r_0 = 1{,}48 \cdot 10^{-13}$ cm et les valeurs Q_1 et Q_2[1]).

$\frac{G\alpha}{\Gamma\gamma} \approx \frac{\Gamma n}{\Gamma\gamma} \approx 1$ à 10 environ; nous choisissons la valeur 1. On en déduit:

$$\sigma_{Fe^{54}} = 2{,}7 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2 \text{ et } \sigma_{Fe^{56}} = 1{,}1 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2.$$

3. *Détails expérimentaux.*

Après quelques essais préliminaires avec les neutrons d'une source Ra + Be de 15 mC ralentis dans la paraffine, l'irradiation a été effectuée par les neutrons du cyclotron de l'E.P.F.[3]) avec interposition de 10 cm de paraffine. Les plaques étaient imprégnées de saccharosate de Fe (émulsion Ilford E_1 et D_1, 100 μ, $7{,}6 \cdot 10^{18}$ noyaux Fe/cm²). Chaque plaque était accollée à une plaque au Li pour la mesure des neutrons lents.

Une mesure totale se compose de 4 mesures partielles: émulsion imprégnée protégée et non protégée par le Cd, la différence donnant l'action des neutrons lents sur l'émulsion imprégnée (fig. 1); émulsion vierge protégée et non protégée par le Cd, la différence donnant l'action éventuelle des neutrons lents sur l'émulsion vierge (fig. 2). La statistique finale est la différence des deux statistiques.

---

[1]) Bethe, Elementary Nuclear Theory, 1947.

[2]) Rosenfeld, Nuclear Forces, 1948.

[3]) Nous sommes heureux de pouvoir remercier ici le Prof. P. Scherrer de son amabilité.

4. *Résultats.*

La figure 1 donne les histogrammes construits en éliminant toutes les traces faisant un angle $> 60^0$ avec la surface de l'émulsion. Les figures 2, 3, 4 et 5 donnent, comme contrôle statistique, les histogrammes construits en éliminant les traces d'inclinaison $> 45^0$.

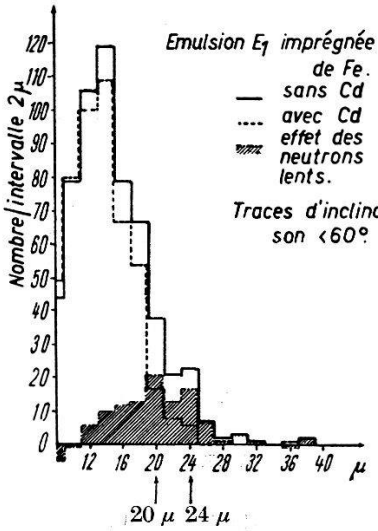


fig. 1.

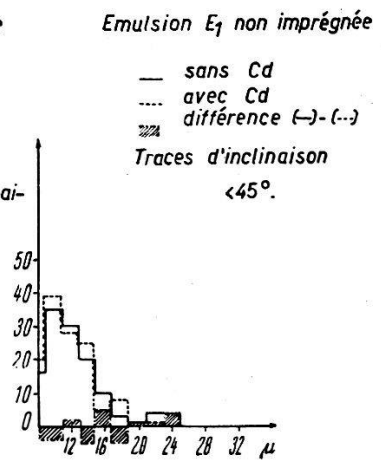


fig. 2.

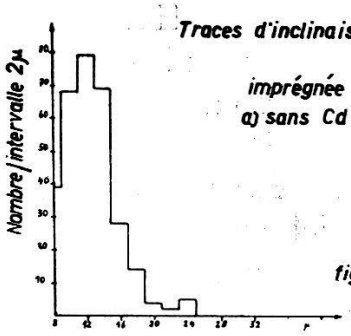


fig. 3.

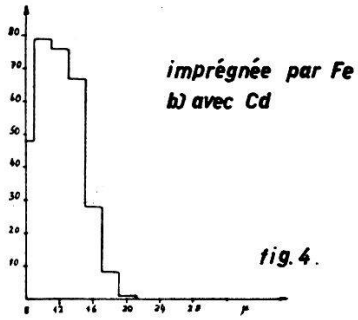


fig. 4.

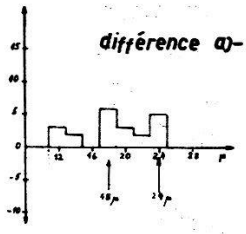


fig. 5.

Si les groupes à 18 μ et 24 μ sont réels et se confirment ultérieurement on aurait deux valeurs de Q de 6,0 MeV et de 4,9 MeV. Il semble qu'on pourrait avec le plus de probabilité les attribuer au processus Fe^{56} (n, α) Cr^{53} pour le passage à l'état fondamental et

à un état excité de Cr^{53}. S'il ne s'agit que d'un seul groupe, le Q correspondant aurait la valeur:

$$Q_1 = 5{,}5 \pm 0{,}4 \text{ MeV},$$

valeur voisine de celle déduite des masses.

(Une statistique en cours d'élaboration avec l'émulsion D_1 présente elle aussi un maximum qui semble correspondre avec ceux indiqués ici.)

Le flux total des neutrons lents déterminé par les plaques au Li a la valeur $5{,}4 \cdot 10^9$ neutrons/cm^2 correspondant à une irradiation de 15 h. On en déduit une section efficace pour la réaction (n, α) de Fe égale à $4 \cdot 10^{-26}$ cm^2, avec une imprécision d'environ $\pm 2 \cdot 10^{-26}$ cm^2. Ces résultats indiquent une section efficace 30 fois plus grande environ que celle estimée semi-théoriquement pour Fe^{56}.

Die radioaktiven Gallium-Isotope mit den Massenzahlen 66 und 68

von Ambuj Mukerji und Peter Preiswerk (ETH. Zürich).

Wir untersuchten den Zerfall der Isotope ^{66}Ga und ^{68}Ga und konnten die zugehörigen Termschemata aufstellen. Für die Experimente wurden Präparate verwendet, die durch (pn)-Reaktionen aus Zn gewonnen wurden.

$^{68}_{31}Ga$ ist ein Positronenstrahler mit einer Halbwertszeit von 68 Minuten. Die Grenzenergie des β^+-Spektrums liegt bei 1,88 MeV. Die Form des Spektrums und der ft-Wert entsprechen einem erlaubten Übergang. Dem Grundzustand des ^{68}Ga kann der Spin $J = 1$ zugeordnet werden, er besitzt die gleiche Parität wie der des ^{66}Zn. Diesem β^+-Hauptspektrum überlagert sich ein Partialspektrum mit einer Grenzenergie bei 0,8 MeV. Es rührt von einem ebenfalls erlaubten Übergang in einen angeregten Zustand bei $E = 1{,}10$ MeV her. Die γ-Linie, die darauf folgt wurde beobachtet. Bei der Suche nach allfälligen Konversionslinien wurden im β-Spektrometer Elektronengruppen bei $H\varrho = 295$, 312 und 321 Oersted cm festgestellt. Es sind Auger-Elektronen, die auf den K-Einfang folgend, emittiert werden.

Im Vergleich zu ^{68}Ga ist die Zerfallsenergie des $^{66}_{31}Ga$ $E = 4{,}20$ MeV $+ 2$ mc^2 wesentlich grösser, die Halbwertszeit von 9,2 Stunden dagegen länger. Das β^+-Spektrum hat im Bereich zwischen $E = 1{,}4$ MeV und der Grenzenergie 4,20 MeV die gleiche Form wie ein erlaubtes Spektrum. Bei niedrigeren Energien überlagern sich Partialspektren. Sie kommen von Übergängen in Zustände, deren An-

regungsenergien 2,76 MeV, 3,3 MeV und 3,81 MeV betragen. Messungen der γ-Strahlung zeigen neben der Annihilationsstrahlung Kern-γ-Linien mit Energien von 1,05 MeV, 2,76 MeV und 3,3 MeV. Aus der Absorption der γ-γ-Koinzidenzen ist zu schliessen, dass nur ein Bruchteil der Annihilationsstrahlung mit der Kern-γ-Strahlung koinzidiert, hingegen die 1,05 MeV γ-Strahlung in Kaskade mit der 2,76 MeV Komponente emittiert wird. Damit wird das Niveau bei 3,81 MeV bestätigt. Andererseits folgt aus den Koinzidenzmessungen, dass die Emission der Positronen des Hauptspektrums ($^4/_{10}$ der Umwandlungen) direkt in den Grundzustand des ^{66}Zn führt. In Übereinstimmung damit liegt der Schwellenwert der ^{66}Zn (pn) ^{66}Ga-Reaktion unterhalb der Protonenenergie von 6,8 MeV. Der ft-Wert dieses Überganges in den Grundzustand ist mit $7{,}8 \cdot 10^7$ sehr hoch und würde für einen zweifach-verbotenen Übergang sprechen. Dass ein einfach-verbotener vorliegt, kann aus Paritätsgründen ausgeschlossen werden. Gegen einen zweifach-verbotenen spricht aber die Form des Spektrums, die einem erlaubten Übergang entspricht. Der vorliegende Fall ist darin analog der β^--Umwandlung des P^{32}.

Nach der Literatur sollte bei der Bestrahlung von Zn mit Protonen eine Positronenaktivität mit einer Halbwertszeit von 45 Minuten entstehen. Sie wurde dem Isotop ^{64}Ga zugeschrieben. Wir konnten keine derartige Aktivität feststellen und halten die Zuordnung für unrichtig.

Ein ausführlicher Bericht wird später in den H.P.A. erscheinen.

Der Zerfall von Hg^{197}

von O. Huber, P. Hoffet, A. de Shalit und W. Zünti (ETH. Zürich).

erscheint demnächst in der H.P.A.

Über den kurzlebigen metastabilen Zustand von Hg^{198}, untersucht mit verzögerten Koinzidenzen

von K. P. Meyer, E. Baldinger und P. Huber (Basel).

Vor kurzem wurde von zwei verschiedenen Autoren[1]) die Lebensdauer des 411 KeV Zustandes von Hg^{198} untersucht. Beide arbeiteten mit verzögerten β-γ-Koinzidenzen der Umwandlung Au^{198}—Hg^{198}. MacIntyre fand für die Halbwertszeit des 411 KeV Zustandes $\tau = 2{,}3 \cdot 10^{-8}$ sec. Bell und Petch dagegen, deren Koinzi-

denzanordnung ein wesentlich besseres Auflösungsvermögen besitzt, fanden keinen messbaren Wert für τ und geben an $\tau < 3 \cdot 10^{-9}$ sec. Wir haben nun versucht, mit unserer hochauflösenden Koinzidenzanordnung[2]) die Frage nach der Existenz dieses metastabilen Zustandes abzuklären.

Zum Nachweis der Strahlung wurden Scintillationszähler verwendet. Als Photomultiplier dienten Röhren von SCHAETTI[3]) mit einer Vervielfachung von ca. 10^9, und als scintillierende Substanz benützten wir Anthracen[4]). Um hinsichtlich des Auflösungsvermögens für Koinzidenzen nicht durch die optische Abklingdauer der Anthracen-Scintillationen begrenzt zu werden, wurden die vom Photomultiplier gelieferten Impulse noch verkürzt. Dies geschieht,

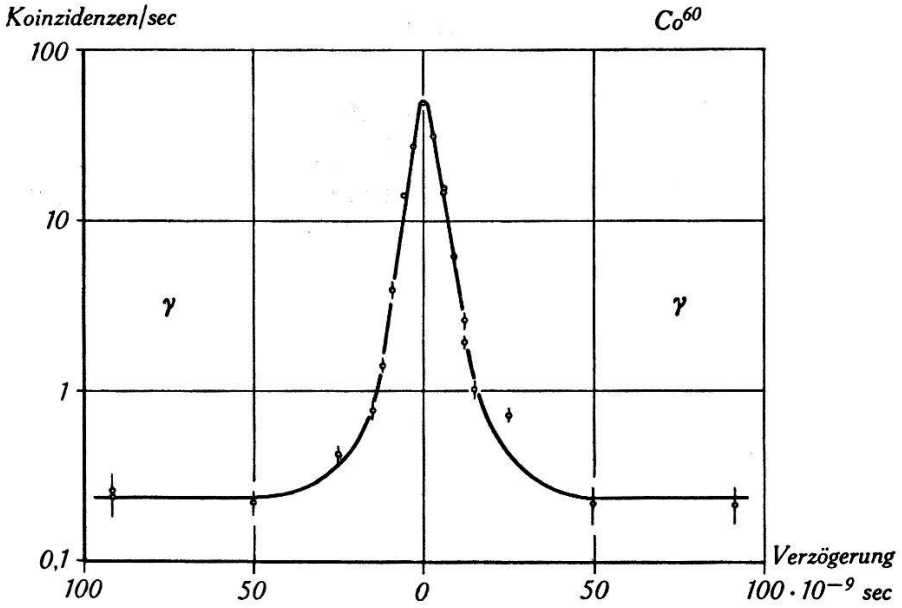


Fig. 1.

γ-γ-Koinzidenzen von Co^{60}, aufgetragen in Funktion der Verzögerung eines γ-Zähler gegenüber dem andern.

indem man die Impulse am kurzgeschlossenen Ende eines koaxialen Kabels reflektieren lässt und diese Reflexe den ursprünglichen Impulsen mit geeigneter Verzögerung überlagert. Die so verkürzten Impulse der Scintillationszähler werden direkt und ohne Nachverstärkung den beiden Eingängen der Koinzidenz-Mischstufe zugeführt. Zur Messung verzögerter Koinzidenzen können Laufzeit-Kabel passender Länge zwischen Zähler und Koinzidenzstufe eingeschaltet werden.

In Fig. 1 ist die Zahl der γ-γ-Koinzidenzen von Co^{60} in Funktion der Verzögerung aufgetragen, die man einem Zähler relativ zum andern erteilt. Da die beiden γ-Quanten von Co^{60} einander prak-

tisch momentan folgen, charakterisiert diese Kurve das Auflösungsvermögen der Anordnung.

In den steilen Flanken der Kurve ändert ein Fortschreiten in der Zeitachse um $7{,}5 \cdot 10^{-9}$ sec die Zahl der Koinzidenzen um den Faktor 10. Das Auflösungsvermögen τ_0 ergibt sich aus dem Verhältnis Q von wahren und zufälligen Koinzidenzen und ist für Fig. 1

$$\tau_0 = \frac{1}{4\,nQ} = 4 \cdot 10^{-9}\,\text{sec}$$

wobei $n = 3 \cdot 10^5$ Zerfälle/sec beträgt und Q sich als Verhältnis von Maximum zu Untergrund aus Fig. 1 zu 220 ergibt.

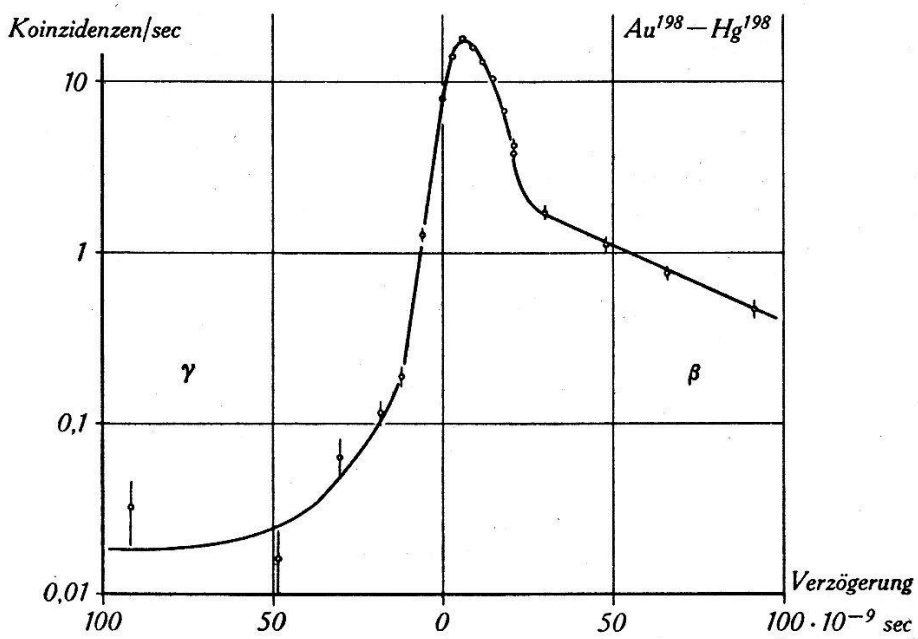


Fig. 2.

β-γ-Koinzidenzen der Umwandlung $Au^{198} - Hg^{198}$.
Rechts ist die Verzögerung des β-Zählers, links diejenige des γ-Zählers aufgetragen.

In Fig. 2 sind nun die β-γ-Koinzidenzen dargestellt, die beim Übergang Au^{198}—Hg^{198} auftreten. Als Detektor für die β-Strahlung dienten 0,3 cm Anthracen, während die γ-Quanten mit einem Anthracen-Kristall von 3 cm Dicke nachgewiesen wurden. Vom γ-Detektor wurde die β-Strahlung (0,97 MeV) durch eine 0,2 cm dicke Graphitplatte ferngehalten. Verzögert man die Impulse des γ-Zählers, so sinkt die Koinzidenzzahl in Fig. 2 um einen Faktor von rund 10^3 ab, und zwar ebenso steil, wie in Fig. 1. Der Verlauf des Abfalles bei Verzögerung der Impulse des β-Zählers dagegen zeigt, dass 2 verschiedene Sorten von Koinzidenzen auftreten. Neben den unverzögert ausgestrahlten γ-Quanten gibt es auch solche, die

von einem metastabilen Niveau stammen. Seine Halbwertszeit ergibt sich in der logarithmischen Darstellung von Fig. 2 unmittelbar aus der Neigung des Abfalles für grosse Verzögerungszeiten und beträgt $3{,}5 \cdot 10^{-8}$ sec. Zieht man von der gemessenen Kurve den entsprechenden exponentiellen Abfall ab, so ergibt sich aus dem Verhältnis der Flächen von Exponential- und Rest-Kurve, dass die verzögerten, bzw. unverzögerten Koinzidenzen mit einer relativen Häufigkeit von rund 1:2 registriert werden. Zerfalls-Schemata bei denen ein Häufigkeitsverhältnis von 1:1 für die beiden entsprechenden γ-Übergänge angenommen werden muss, sind aber damit noch keineswegs ausgeschlossen, da die Ansprechwahrscheinlichkeit der Messanordnung für Koinzidenzen von der Energie der an der Koinzidenz beteiligten Partikel abhängt. Visuelle Beobachtung in einem hierfür geeigneten Oszillographen[5]) zeigt nämlich, dass die zu unverzögerten Koinzidenzen gehörenden γ-Quanten wesentlich energiereicher sind als die γ-Partner der verzögerten Koinzidenzen. Im Hinblick auf die vielen bisherigen Arbeiten über den Zerfall von Au^{198} ist es sehr unwahrscheinlich, dass der energiereichere γ-Übergang bisher nicht beobachtet wurde. Daher ordnen wir, in Übereinstimmung mit Bell und Petch, den 411 KeV Übergang dem unverzögerten Prozess zu. Dass verzögerten wie unverzögerten Koinzidenzen als gemeinsamer Koinzidenz-Partner der 0,97 MeV β-Übergang des Au^{198} zuzuordnen ist, zeigen folgende Versuche: Absorption der β-Strahlen mit 0,1 cm Graphit (Grenzenergie 0,62 MeV) verändert die relative Häufigkeit der beiden Koinzidenzarten nicht, während Absorption mit 0,2 cm Graphit (Grenz-Energie 1,04 MeV) beide Arten von Koinzidenzen völlig verschwinden lässt. Durch den ersteren Versuch wird auch ein β-Übergang von 0,61 MeV, wie ihn Levy und Greuling[6]) vorgeschlagen haben, ausgeschlossen. Dass verzögerte wie unverzögerte Koinzidenzen zur gleichen Aktivität gehören, zeigen zeitlich nacheinander ausgeführte Messungen an derselben Quelle. Das Häufigkeitsverhältnis der beiden Koinzidenzarten ändert sich dabei nicht, so dass die von Jastram, Konneker und Cleland[7]) beobachteten verzögerten Koinzidenzen, welche mit einer Halbwertszeit von 4^h verschwinden, sicher nicht mit dem von uns beobachteten Vorgang identisch sind.

Erste Versuche haben weiterhin gezeigt, dass sich auch γ-γ-Koinzidenzen nachweisen lassen. Sie scheinen zu 100% verzögert zu sein und ergeben für den beteiligten metastabilen Zustand ebenfalls eine Halbwertszeit von $3{,}5 \cdot 10^{-8}$ sec. Mit der Aufstellung eines entsprechenden Zerfalls-Schema für den Übergang Au^{198}–Hg^{198} möch-

ten wir aber noch zuwarten, bis unsere Untersuchungen abgeschlossen sind. Schliesslich bleiben noch die Widersprüche abzuklären, die sich scheinbar zwischen den Messungen von MacIntyre, von Bell und Petch und von uns ergeben. MacIntyre misst mit einem Auflösungsvermögen, das etwa von der gleichen Grösse ist wie die Halbwertszeit des metastabilen Zustandes. Bei seinen Messungen können daher verzögerte und unverzögerte Koinzidenzen nicht getrennt zur Darstellung kommen und der mestastabile Zustand von Hg^{198} kann sich somit lediglich als eine schwache asymmetrische Verbreiterung seiner Kurve bemerkbar machen. Bei Bell und Petch dagegen ist das Auflösungsvermögen viel höher. Diese Autoren messen vorzugsweise die unverzögerten Koinzidenzen, während die verzögerten Koinzidenzen im Untergrund verloren gehen, wie folgende Überlegung zeigt. Sind τ_1 und τ_2 die Halbwertszeiten für die beiden beteiligten Übergänge ($\tau_1 \ll \tau_2$) und ist das Auflösungsvermögen der Messanordnung $\tau_0 \cong \tau_2$, so wird jede weitere Verkleinerung des Wertes von τ_0 die Ordinaten einer Kurve, die mit τ_2 abfällt, entsprechend erniedrigen, während für den unverzögerten Prozess ($\tau_1 \ll \tau_0$) die Ordinate im Maximum der Kurve nicht abnimmt. Für ein Häufigkeitsverhältnis der beiden Prozesse von 1:1 und $\tau_2 = 3{,}5 \cdot 10^{-8}$ sec, würde im Falle von Bell und Petch die resultierende Kurve bei grossen Verzögerungen des β-Zählers nur noch gerade über den Untergrund liegen. Da sie aber vorzugsweise solche Koinzidenzen registrieren, an denen das energiereichere Quant (411 KeV) beteiligt ist, kann man nicht mehr erwarten, dass sich der verzögerte Prozess noch über dem Untergrund bemerkbar macht.

Herrn cand. phys. Alfred Maier danken wir bestens für seine Mitarbeit bei den Versuchen.

Literatur.

[1]) W. J. MacIntyre, Phys. Rev. **76**, 312 (1949); R. E. Bell and H. E. Petch, Phys. Rev. **76**, 1409 (1949).

[2]) K. P. Meyer, E. Baldinger und P. Huber, Helv. Phys. Acta **23**, 121 (1950).

[3]) N. Schaetti, Helv. Phys. Acta **23**, 108 (1950).

[4]) Für die Herstellung der Anthracen-Kristalle sind wir Herrn Prof. Dr. P. Scherrer und Herrn Dr. O. Huber zu Dank verpflichtet.

[5]) P. Schmid und E. Baldinger, Helv. Phys. Acta **23**, 478 (1950).

[6]) P. W. Levy and E. Greuling, Phys. Rev. **75**, 819 (1949).

[7]) P. S. Jastram, W. Konneker and M. S. Cleland, Bul. Am. Phys. Soc. 25, Phys. Rev. **79**, 243 (1950).

Liaison chimique du proton mesurée avec un sélecteur de vitesses pour neutrons lents

par R. KELLER, Genève.

Un sélecteur de vitesses a été adapté à un accélérateur linéaire de 200 kV. Le spectre de neutrons mesurable s'étend de 0,003 à 1 eV. La section efficace de diffusion de l'hydrogène en fonction de l'énergie des neutrons a été mesurée pour les substances suivantes: $(COOH)_2$, HCOONa, HCOOH, $SO_4Cu + 5\ H_2O$ et H_2O. Il existe des différences appréciables d'une substance à l'autre. L'extrapolation de la section efficace vers les énergies très grandes permet de conclure sur la liaison chimique de l'hydrogène. Une description détaillée paraîtra prochainement dans les H.P.A.

Elektrooptische Untersuchungen an Kristallen der KH_2PO_4-Gruppe

von M. BECK und H. GRÄNICHER (ETH. Zürich).

Um das Verhalten des zur KH_2PO_4-Gruppe gehörenden seignette-elektrischen RbH_2PO_4 abzuklären, haben wir an grösseren Einkristallen elektrooptische Untersuchungen durchgeführt. Die Messungen wurden an mechanisch nicht beanspruchten Kristallen mit statischen Feldern (E) vorgenommen.

Die elektrische Doppelbrechungsänderung ist der Polarisation (P) proportional:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\Big/\mathrm{cm} = e' \cdot P = e \cdot E \qquad (1)$$

Der Proportionalitätsfaktor e' ist temperaturunabhängig; dagegen muss sich der elektrooptische Modul e wie die Suszeptibilität verhalten. Aus den elektrooptischen Messungen kann zu jeder Temperatur und jedem äusseren Feld die Polarisation bestimmt werden, wenn man für *eine* Temperatur die Suszeptibilität kennt.

Die Messungen oberhalb des Curiepunktes ergaben, dass sowohl e_{63} als auch die an den gleichen Kristallen gemessene Suszeptibilität gegen den Curiepunkt hyperbolisch anwachsen, d. h. das Curie-Weiss'sche Gesetz erfüllen. (Fig. 1.) In der Nähe des Curiepunktes ist e bei sehr kleinen Feldern bestimmt worden. Für grössere Feldstärken beobachteten wir die gleichen Sättigungserscheinungen der Polarisation, wie sie BAUMGARTNER an KH_2PO_4 gemessen hat[1]). Für die Curie-Temperatur fanden wir 145,9 ± 0,3° K.

Unterhalb des Curiepunktes sind die Kristalle spontan polarisiert. Fig. 2 gibt die aus den elektrooptischen Messungen bestimmte spontane Polarisation wieder. Der Anstieg ist wie bei KH_2PO_4 sehr steil, viel steiler als der Anstieg der spontanen Magnetisierung des Eisens. Ohne elektrisches Feld ist der Kristall in gleichviele positive wie negative Weiss'sche Bezirke aufgeteilt. Trotzdem beobachtet man eine spontane Doppelbrechungsänderung. Für die hier auftretenden hohen Werte der Polarisation muss also der Ansatz (1) verallgemeinert werden. Die Messungen wiesen keine Streuung auf,

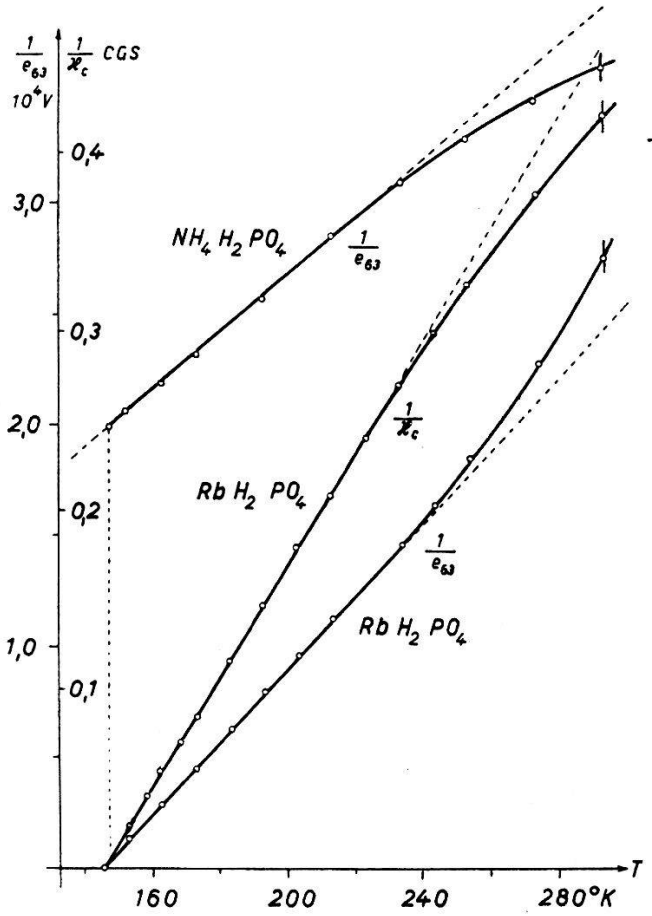


Fig. 1.

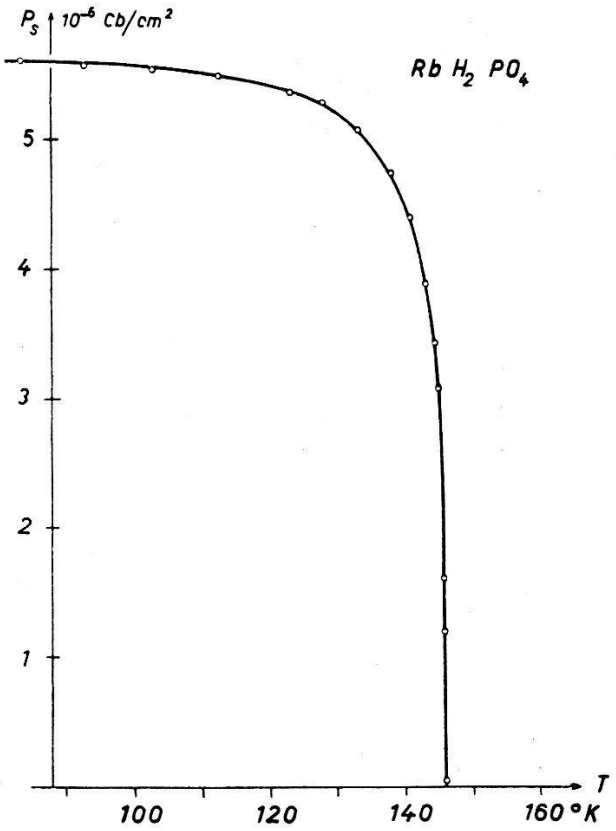


Fig. 2.

woraus man schliessen kann, dass die Weiss'schen Bezirke klein sind. Misst man im Temperaturgebiet der spontanen Polarisation die Doppelbrechung als Funktion der Feldstärke, so erhält man Hysteresiskurven. Dabei treten jedoch die bei KH_2PO_4 in der Regel beobachteten sprunghaften Änderungen nicht auf.

Vergleicht man diese Ergebnisse mit den Untersuchungen von Zwicker an KH_2PO_4[2]), so ergibt sich völlige Übereinstimmung im Verhalten der beiden Substanzen.

Elektrooptische Untersuchungen an KH_2AsO_4 ergaben ebenfalls Übereinstimmung mit KH_2PO_4, insbesondere gehorcht auch hier

*

e_{63} dem Curie-Weiss'schen Gesetz. Dasselbe Gesetz fanden wir auch bei $NH_4H_2PO_4$ bis zum Umwandlungspunkt (148° K) erfüllt (Fig. 1). Der aus dem Curie-Weiss'schen Gesetz extrapolierte Curiepunkt liegt bei — 7° K. $NH_4H_2PO_4$ weist eine relativ grosse Temperaturabhängigkeit der natürlichen Doppelbrechung auf. Sie ist zirka viermal grösser als bei KH_2PO_4 und RbH_2PO_4 und beträgt

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \Big/ \text{cm} = 1{,}6 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1}.$$

	Curiekonstante (CGS)	$P_{s,\,\max}$ (Cb/cm²)	e' (cm/Cb)
RbH_2PO_4	330	$5{,}6 \cdot 10^{-6}$	$1{,}9 \cdot 10^{7}$
KH_2PO_4	260[3])	$5{,}2 \cdot 10^{-6}$ [2])	$2{,}0 \cdot 10^{7}$ [2])
KH_2AsO_4	265[3])	$5{,}0 \cdot 10^{-6}$ [3])	$2{,}65 \cdot 10^{7}$
$NH_4H_2PO_4$	310[4])	—	$2{,}35 \cdot 10^{7}$

Literatur.

[1]) Baumgartner, H.P.A. **23** (1950), demnächst.
[2]) Zwicker und Scherrer, H.P.A. **17**, 346 (1944).
[3]) Busch, H.P.A. **11**, 269 (1938).
[4]) Merz, H.P.A. **20**, 273 (1947).

Über den Photoeffekt der Alkali-Germanium-Verbindungen

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

Die heute bekannten Photokathoden hoher Ausbeute im sichtbaren Spektralbereich zerfallen in zwei Gruppen, in Schicht- und, etwa nach Görlich, in Legierungskathoden. Als Beispiel für Schichtkathoden seien die Cs_2O- und KH-Kathoden erwähnt, als Beispiel für die zweite Gruppe Sb-Cs, Bi-Cs und Sb-Li-Kathoden.

Eine nähere Analyse, insbesondere optischer Natur, deutet darauf hin, dass diese Trennung ihre Berechtigung besitzt. Nur ist sie nicht begründet in einer durch das Wort Legierung angedeuteten metallischen Leitfähigkeit der zweiten Kathoden-Gattung, sondern lässt sich etwa wie folgt ableiten:

1. Beide Kathodenarten zeigen einen Photoeffekt, parallel der Absorption eines Grundgitters. Dies lässt sich aus Ergebnissen von Burton[1]) für Sb-Cs und von Asao[2]) und Rauch[3]) für die Ultraviolettempfindlichkeit der Cs_2O- und KH-Kathode ablesen.

2. Bei Schichtkathoden treten zusätzliche Emissionsmaxima auf, die sich in den in Photozellen verwendeten dünnen Schichten nicht durch entsprechende Absorption nachweisen lassen. Dies ist für die Cs_2O-Kathode von ASAO[2]) konstatiert worden. Sie sind zurückzuführen auf Elektronenemission aus Störzentren und sind mit kleinen Quantenausbeuten, bezogen auf auffallendes Licht, verbunden (höchstens einige Promille).

Soweit untersucht, treten Schichtkathoden im angedeuteten Sinn mit Cs als Metall für Nichtmetalle der 6. Vertikalreihe des periodischen Systemes auf. Eine Legierungskathode ist Sb-Cs, wohl auch Bi-Cs, sowie As-Cs (HOPSHTEIN und KOROSH)[4])*.

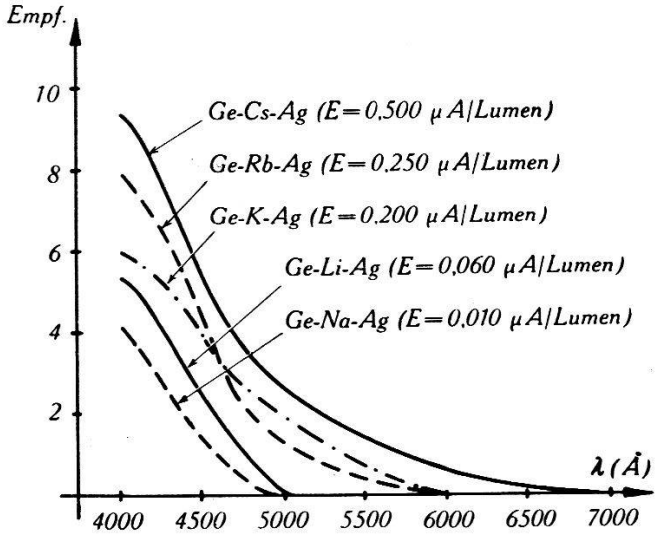


Fig. 1.

Spektrale Empfindlichkeitscharakteristik und Ausbeute von Alkali-Ge-Kathoden. Ausbeute gemessen mit W-Lampe $T = 2360^0$ K.

Im Verlaufe unserer Arbeiten auf dem Gebiet des Photoeffektes haben wir eine Überprüfung der Alkali-Germanium-Verbindungen durchgeführt, d. h. einer Verbindung mit einer Komponente aus der 4. Vertikalreihe des periodischen Systemes, die unseres Wissens noch nicht untersucht wurde.

Unsere Untersuchungen umfassen folgende Fragen:

1. Lichtelektrische Ausbeute der Schichten und Verlauf der spektralen Empfindlichkeitscharakteristik für den sichtbaren Spektralbereich.
2. Absorption der Schichten.
3. Leitfähigkeit der Kathoden.

Die Ergebnisse unserer Messungen sind die folgenden:

*) Über Pb-Cs und Tl-Cs ist nur wenig bekannt[5]).

1. Ausbeute und spektrale Empfindlichkeitskurven.

Neben den einfachen Schichten sind auch solche mit eingedampftem Silber untersucht worden, da es sich zeigte, dass dadurch die Ausbeute der Kathoden stark erhöht wurde. Wir haben diese Erscheinung auf eine zu geringe Schicht-Leitfähigkeit zurückgeführt.

Figur 1 gibt den Verlauf der spektralen Empfindlichkeitskurven wieder. Es sind die Kurven der mit Silber sensibilisierten Schichten eingetragen, da nur diese genauer gemessen werden konnte. Überall zeigt sich ein Anstieg zu einem Maximum, das im ultravioletten Spektralbereich liegt. Der Charakter ist für alle Kurven derselbe.

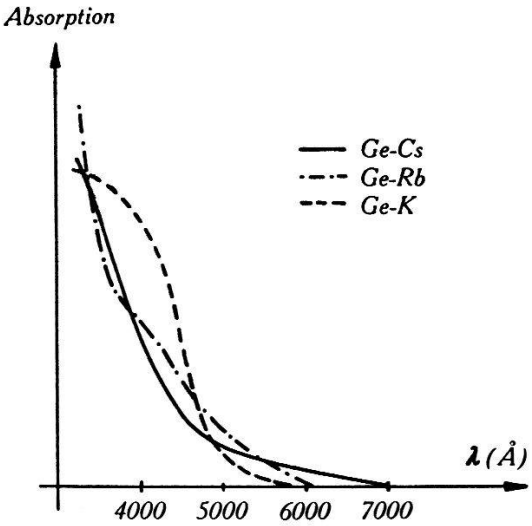


Fig. 2.
Absorption der Alkali -Ge-Schichten.

Die langwelligen Grenzen liegen zwischen 7000 Å für Ge-Cs-Ag und 4900 Å für Ge-Na-Ag. Sie sind gleich für die einfachen Schichten ohne Ag. Die Ausbeuten fallen von Ge-Cs-Ag mit 0,500 μA/Lumen zu Ge-Na-Ag mit 0,010 μA/Lumen (für Ge-Na 0,001 μA/Lumen).

2. Absorption der Schichten.

Im Sinne der eingangs angedeuteten Überlegungen ist an Absorptionszellen untersucht worden, ob Kathoden vom Legierungs- oder Schichttypus vorliegen.

Figur 2 zeigt den Verlauf der Absorption für Ge-Cs, Ge-Rb und Ge-K *).

*) Die Absorptionsmessungen konnten leider nicht an denselben Zellen durchgeführt werden, wie die Ausbeutemessungen.

Der Kurventypus ist derselbe wie derjenige der Empfindlichkeitscharakteristiken. Insbesondere fällt der Beginn der Absorption ungefähr mit den gemessenen langwelligen Grenzen zusammen. Wir finden somit dasselbe Verhalten, wie es BURTON[1]) für Sb-Cs-Zellen gefunden hat.

3. *Leitfähigkeit der Schichten.*

Im Verlaufe der Herstellung dieser Kathoden haben wir folgende Feststellungen gemacht:

1. Erhöhung der Ausbeute durch Eindampfen von Ag.
2. Erhöhung der Ausbeute bei Aufheizen von Kathoden ohne Ag.

Beides kann auf eine geringe Leitfähigkeit der Schichten zurückzuführen sein.

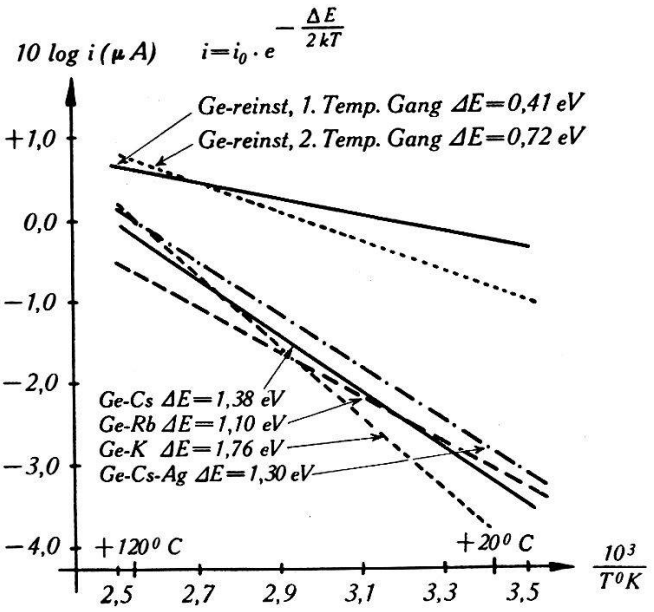


Fig. 3.

Temperaturgang der Schichtleitfähigkeit für Ge und Alkali-Ge-Verbindungen.

Die Ergebnisse der Messungen sind in der letzten Figur zusammengestellt. In dieser Figur ist der Gang der Schicht-Leitfähigkeit (gemessen durch Strom bei konstanter Spannung) der verschiedenen Schichten in Funktion der Temperatur im Intervall + 20° C bis + 120° C aufgetragen.

Die Kurven sind Geraden. Aus den Neigungen sind die Energiebeträge ΔE berechnet worden. Den kleinsten Oberflächenwiderstand bei + 20° C zeigt das Germanium. Der Wert bei dieser Temperatur entspricht einem Oberflächenwiderstand von $1{,}0 \cdot 10^9$ Ohm/cm². Die Kurve zeigt die kleinste Neigung. Die Ge-Schicht wies dabei eine Durchlässigkeit von 30% auf, gemessen mit einer Na-Lampe

bei 5890° Å. Bei Wiederholung des Heizprozesses ändert sich die Neigung der Geraden und der Widerstand bei + 20° C steigt auf $2{,}5 \cdot 10^9$ Ohm/cm².

Die Schichten Ge-Cs, Ge-Rb und Ge-K liefern eine Schar von Geraden mit bedeutend grösserer Neigung. Die Ausgangswiderstände bei Zimmertemperatur liegen in der Grössenordnung vom 10^{12} Ohm/cm².

Wie wirkt sich nun die Sensibilisierung mit Silber aus? Wird nur wenig Ag in die Schicht eingedampft, so sinkt der Oberflächenwiderstand etwas, ohne dass die Temperaturabhängigkeit wesentlich verändert wird. Doch erhält man bereits für diesen Fall eine Erhöhung der Ausbeute. Wird mehr Ag eingedampft, so wird der Oberflächenwiderstand stark verringert und seine Temperaturabhängigkeit ist äusserst gering. Er liegt für diesen Fall in der Grössenordnung von 10^7 Ohm/cm².

Analoge Feststellungen bezüglich Zusammenhang zwischen Emission und Absorption werden von BURTON[1]) für Sb-Cs erhalten. Dort wird die — trotz bekannter Anomalien dünner Schichten[6]) — nicht unplausible These eines Eigenhalbleiters direkt vertreten.

Literaturnachweis.

[1]) J. A. BURTON, Phys. Rev. **72**, 531 (1947); vgl. auch V. K. ZWORYKIN, E. G. RAMBERG, Photoelectricity N. Y., 1949, S. 58, sowie A. SOMMER, Proc. Phys. Soc. **55**, 145 (1943).

[2]) S. ASAO, M. SUZUKI, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. **12**, 247 (1930); S. ASAO, ebenda **22**, 448 (1940).

[3]) W. RAUCH, Z. f. Phys. **116**, 652 (1940).

[4]) N. M. HOPSHTEIN, D. M. KOROSH, J. Techn. Phys. U.S.S.R. **8**, 2103 (1938).

[5]) P. GÖRLICH, Z. f. Phys. **101**, 335 (1936).

[6]) Vgl. etwa R. SUHRMANN, W. BERNDT, Z. f. Phys. **115**, 17 (1939).

Versuche zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit des grauen Zinns

von G. BUSCH, J. WIELAND und H. ZOLLER (ETH. Zürich).

Der elektrischen Leitfähigkeit der Elemente der 4. Gruppe des periodischen Systems ist in den letzten Jahren grosse Aufmerksamkeit geschenkt worden. Besonders die als Diamantgitter kristallisierenden Elemente Silizium und Germanium sind sehr eingehend untersucht worden und haben sich als Halbleiter hoher Leitfähigkeit erwiesen. Dagegen ist über den Leitungsmechanismus des ebenfalls Diamantstruktur besitzenden *grauen* Zinns (α-Sn) bisher nichts bekannt.

Ausgehend vom metallischen Zinn spektroskopischer Reinheit wurde reines α-Sn und Legierungen geringer Konzentration (< 1%) mit einer Reihe von Elementen, namentlich Al hergestellt. Bei allen bisher bekannten Verfahren entsteht das unterhalb 13° C stabile α-Sn als sprödes, feinkörniges Pulver. Zur Untersuchung der Leitfähigkeitseigenschaften sind daher besondere Methoden notwendig. Infolge der mechanischen Eigenschaften des α-Sn und der Rückverwandlung des α-Sn in die metallische Phase unter Druck lassen sich keine Presskörper verwenden.

Die Grösse der elektrischen Leitfähigkeit wurde daher durch Messung des Q-Faktors einer Spule bestimmt, in welcher sich ein α-Sn-Präparat geeigneter Art befindet. Die Temperatur konnte vom Umwandlungspunkt an abwärts bis ca. 77° K verändert werden. Die Leitfähigkeit des α-Sn sinkt zunächst mit sinkender Temperatur nach dem für Halbleiter typischen Gesetz $e^{-\Delta E/2kT}$, erreicht ein Minimum und steigt bei weiter sinkender Temperatur wieder an. Mit Al legiertes Sn zeigt einen ähnlichen Temperaturgang. Oberhalb des Leitfähigkeitsninimums ergibt sich eine Aktivierungsenergie von ca. 0,1 eV, unabhängig von der Konzentration des beigefügten Al. Dagegen steigt die Leitfähigkeit unterhalb des Minimums mit wachsender Al-Konzentration sehr rasch an. Bei hohen Temperaturen liegt *Eigenleitung*, bei tiefen dagegen *Störleitung* vor. Die Leitfähigkeit erreicht unmittelbar unterhalb des Umwandlungspunktes Werte bis $10^4\ \Omega^{-1}\ \mathrm{cm}^{-1}$. Das graue Zinn ist daher ein *Halbleiter* und zeigt ein zum Silizium und Germanium völlig analoges Verhalten.

Während Strom-Spannungsmessungen für die Leitfähigkeit des α-Sn-Pulvers wenig zuverlässige Resultate liefern, lassen sich Halleffekt und magnetische Widerstandsänderung mit befriedigender Genauigkeit messen. Die magnetische Widerstandsänderung $\Delta\varrho/\varrho_0$ erweist sich schon bei der Temperatur der flüssigen Luft als ausserordentlich hoch, ähnlich wie es am Germanium von PEARSON[1]) und SUHL[2]) beobachtet wurde. Durch ein Magnetfeld von 16000 A cm^{-1} wird der spezifische Widerstand ϱ des α-Sn nahezu verdreifacht. Nur im Bereiche kleiner Feldstärken H steigt $\Delta\varrho/\varrho_0$ mit H^2. Oberhalb ca. 2000 A cm^{-1} wächst $\Delta\varrho/\varrho_0$ nur noch linear mit H.

---

[1]) G. L. PEARSON, Bull. Am. Phys. Soc. **25**, Nr. 2, I, 13 (1950).
[2]) H. SUHL, Bull. Am. Phys. Soc. **25**, Nr. 2, I, 14 (1950).

Elektrische Leitfähigkeit des Molybdäntrioxydes

von P. Stähelin und G. Busch (ETH. Zürich).

Auf der Suche nach einem Störhalbleiter, welcher an Einkristallen von kontrollierbarer Reinheit möglichst vielseitige Messungen gestattet, prüften wir das MoO_3. Dieses bildet rhombische Schichtkristalle der Gruppe V_h^{16} (c). In den Schichten ist wiederum eine Kettenrichtung ausgezeichnet. Die Anisotropie ist daher sehr gross.

Die Herstellung genügend grosser Einkristalle ist uns durch Sublimation gelungen. Diese muss wenige Grade unter dem Schmelzpunkt 795° C erfolgen, wenn die Kristalle auch in der Dicke, senkrecht zur Schicht wachsen sollen. Die erhaltenen Kristalle sind bei tiefen Temperaturen schwach grünlich gefärbt und durchsichtig. Bei hohen Temperaturen zeigen sie eine intensive Violettabsorption für Licht, dessen elektrischer Vektor in der c-Richtung polarisiert ist. Die Kristalle sind sehr weich; sie lassen sich leicht spalten, plastisch verbiegen oder zu glänzenden Fasern zerreiben.

Unterhalb — 50° C zeigt das MoO_3 das gewohnte Verhalten der Reduktionshalbleiter. Einzelne Kristalle wurden bei erhöhter Temperatur unter verschiedenem äusserem Sauerstoffdruck getempert oder in Wasserstoff reduziert, bis sie leicht bläulich erschienen. Je nach Vorbehandlung konnte so die Leitfähigkeit eines Kristalles bei — 73° C von 10^{-15} bis zu 10^{-5} $Ohm^{-1}cm^{-1}$ variiert werden. Mit steigender Temperatur wächst die Leitfähigkeit wie $e^{-\Delta E/2kT}$, wobei die Aktivierungsenergie ΔE mit zunehmendem Sauerstoffmangel von 0,5 auf 0,2 eV sinkt. In den verschiedenen Achsenrichtungen misst man dieselbe Aktivierungsenergie. Dagegen verhalten sich die Absolutbeträge des spezifischen Widerstandes $\varrho_c : \varrho_a : \varrho_b$ ungefähr wie 1:2:30.

Aus der speziellen Struktur des MoO_3 folgt, dass Lücken im Teilgitter der Sauerstoffionen als Donatoren wirken, in welchen bei tiefen Temperaturen zwei Elektronen gefangen sind. Analog dem Verhalten der F- und F'-Zentren im KCl hat man im MoO_3 zu erwarten, dass nach der thermischen Aktivierung eines Elektrons das zweite Elektron des Donators nur optisch, d. h. mit einer wesentlich grösseren Energie aktiviert werden kann.

Oberhalb Zimmertemperatur wird das Verhalten des MoO_3 dadurch kompliziert, dass die Beweglichkeit der Donatoren ungewöhnlich gross ist. Schon bei Raumtemperatur hängt die Leitfähigkeit von der umgebenden Atmosphäre ab. Nach längerem Stromdurchgang werden im Kristall kleine undurchsichtige Keime einer sauerstoffärmeren Phase ausgeschieden. Dabei sinkt die Donatorenkonzentration, und das thermische Gleichgewicht mit dem Sauerstoff-

druck der Umgebung wird in dem Sinne gestört, dass an der Oberfläche mehr Sauerstoff abgegeben wird. Im stationären Zustand werden dadurch ebenso viele Donatoren an der Oberfläche neu gebildet, wie an den Keimen elektrolytisch ausscheiden. Dieser stationäre Zustand wird bei Raumtemperatur etwa nach einem Tag, bei 400° C schon nach einigen Minuten erreicht. Bei entsprechend langsamem Messen verhält sich die Leitfähigkeit auch oberhalb Raumtemperatur wie $e^{-\Delta E^*/2kT}$, wobei ΔE^* zwischen 1,0 und 1,4 eV liegt. Mit zunehmender Feldstärke sinkt die Leitfähigkeit, und zwar ist der Strom proportional der Wurzel aus der Spannung. Misst man dagegen sehr schnell, so gilt das Ohmsche Gesetz.

Die Rechnung auf Grund der angedeuteten Modellvorstellungen liefert mit Hilfe der Halbleiter-Theorie von WILSON für die Leitfähigkeit im stationären Fall

$$\sigma = \text{const} \cdot F^{-1/2} \cdot e^{-(\Delta E + W - U)/2kT}$$

Dabei bedeutet F die Feldstärke, ΔE die Aktivierungsenergie, U die Schwellenenergie für Donatorenwanderung, und 2 W die Energie, welche für die Abspaltung eines Sauerstoffmoleküls von der Kristalloberfläche notwendig ist.

Berechnung der Intensitätsverteilung eines kontinuierlichen Absorptionsspektrums in Abhängigkeit von Wellenzahl und Temperatur

von P. SULZER (Zürich).

Es soll gezeigt werden, wie die wellenmechanische Berechnung der temperaturabhängigen Intensitätsverteilung eines Absorptionskontinuums durch gewisse Approximationen a priori vereinfacht werden kann, und wie dann auf dieser Basis mathematisch strenge und anschauliche Resultate erhalten werden können. Wir treffen folgende Vereinfachungen:

1. Im Grundzustand werde das Molekül als harmonischer Oscillator aufgefasst, d. h. seine Potentialkurve sei eine Parabel, die Schwingungseigenfunktionen sind dann Hermite'sche Orthogonalfunktionen.

2. Im elektronisch angeregten Zustand lasse sich die Potentialkurve in dem für die Absorption massgebenden Gebiet als Gerade annähern. Als Konsequenz der von CONDON[1]) beschriebenen Reflexionsmethode und unter Vernachlässigung des multiplikativen ν-Faktors ist die Intensitätsverteilung den Aufenthaltswahrscheinlichkeiten $(\Psi''_v)^2$ im unteren Zustand proportional (Fig. 1). Wir setzen daher

$$\varepsilon_v = \varepsilon_0^m \left[\Psi''_v(\nu)\right]^2, \tag{1}$$

$\varepsilon_v(\nu)$ = partieller temperaturunabhängiger Extinctionskoeffizient, herrührend vom Schwingungsniveau (v);

ε_0^m = maximaler Extinctionskoeffizient an der Stelle $\nu = \nu_0$, herrührend vom tiefsten Schwingungsniveau $v = 0$.

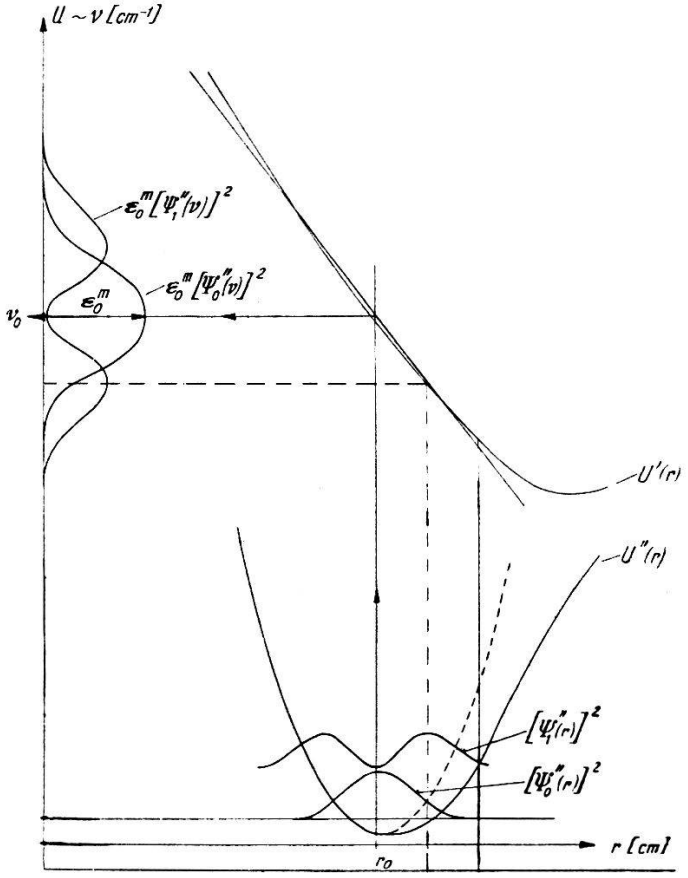


Fig. 1.

Reflexionsmethode nach CONDON (mit Berücksichtigung von 2 Schwingungsniveaus).

Experimentell messbar ist nur der totale, temperaturabhängige Extinctionskoeffizient $\varepsilon_T(\nu)$ definiert durch:

$$\varepsilon_T(\nu) = \frac{1}{c \cdot d} \cdot \left(\log \frac{I_0}{I}\right)$$

wobei c = Konzentration in Mol/l; d = Schichtdicke in cm; I_0 bzw. I = Intensität des monochromatischen, einfallenden, bzw. austretenden Lichtes.

Zwischen $\varepsilon_v(\nu)$ und $\varepsilon_T(\nu)$ besteht folgende Beziehung:

$$\varepsilon_T = \varepsilon_0 \cdot N_0 + \varepsilon_1 \cdot N_1 + \cdots + \varepsilon_v \cdot N_v \tag{2}$$

wo N_0, $N \ldots N_v$ die relativen Besetzungszahlen des 0ten, $1. \ldots v^{\text{ten}}$ Schwingungsniveaus darstellen, nach MAXWELL gegeben durch

$$N_v = e^{-\frac{\Theta_0}{T} v} \left(1 - e^{-\frac{\Theta_0}{T}}\right), \tag{3}$$

$\Theta_0 = \frac{h \cdot c}{k} \cdot \omega_0 = 1{,}438 \cdot \omega_0 =$ charakteristische Schwingungstemperatur des Moleküls, mit der Schwingungsfrequenz ω_0 (in cm^{-1}). Mit Gl. 1 und Gl. 3 und der Abkürzung $z = e^{-\Theta_0/T}$ wird Gl. 2.

$$\varepsilon_T = \varepsilon_0^m (1-z) \left[\{\Psi_0''(\nu)\}^2 + z \{\Psi_1''(\nu)\}^2 + z^2 \{\Psi_2''(\nu)\}^2 + \cdots \right] \quad (4)$$

Als besonders anschaulichen Spezialfall berechnen wir zunächst das temperaturabhängige Verhalten der *Intensitätsmaxima* ε_T^m des Kontinuums an der Stelle $\nu = \nu_0$, wo nur die Hermite'schen Funktionen gerader Ordnung einen von Null verschiedenen Wert haben und zum Maximum beitragen (Fig. 1). Mathematisch formuliert erhält man:

$$\varepsilon_T^m = \varepsilon_0^m \left(\frac{1-z}{1+z}\right)^{\frac{1}{2}} = \varepsilon_0^m \cdot \left\{ \mathrm{Tg}\left(\frac{\Theta_0}{2T}\right)\right\}^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

d. h. bei Kenntnis von Θ_0 lässt sich ε_0^m und damit jedes ε_T^m aus einem bei beliebiger Temperatur T_1 gemessenen $\varepsilon_{T_1}^m$ berechnen.

Anschaulicher wird die Bedeutung von Gl. 5, wenn wir die mittlere Schwingungsenergie $\overline{E}_v$ einführen:

$$\overline{E}_v = h \cdot c \cdot \omega_0 \left[\left(e^{\frac{\Theta_0}{T}} - 1 \right)^{-1} + \frac{1}{2} \right] = \frac{h \cdot c \cdot \omega_0}{2} \mathrm{Ctg}\left(\frac{\Theta_0}{2T}\right)$$

womit

$$\varepsilon_T^m \sim (\overline{E}_v)^{-\frac{1}{2}} \quad (6)$$

d. h. *die bei verschiedenen Temperaturen gemessenen Intensitätsmaxima verhalten sich umgekehrt proportional wie die Quadratwurzeln aus den zugehörigen Schwingungsenergien.*

Zur Berechnung des Extinctionskoeffizienten $\varepsilon_T(\nu)$ bei *variablem* ν und beliebiger Temperatur lässt sich Gl. 4 streng durch einen einfachen geschlossenen Ausdruck $f(\nu, T)$ darstellen, derart, dass für jeden T-Wert die Normierungsbedingung

$$\int_0^\infty f(\nu, T)\, d\nu = \mathrm{const}$$

erfüllt ist. Wir finden eine Gauss'sche Kurve:

$$\varepsilon_T(\nu) = \varepsilon_0^m \left\{ \mathrm{Tg}\left(\frac{\Theta_0}{2T}\right)\right\}^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-\mathrm{Tg}\left(\frac{\Theta_0}{2T}\right)\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_0^*}\right)^2} \quad (7)$$

wobei $\Delta\nu_0^*$ = natürliche Halbwertsbreite mit der Ordinate $\varepsilon_0^m \cdot \frac{1}{e}$ bei 0^0 K; sie ist mit derjenigen $\Delta\nu_T^*$ bei beliebiger Temperatur verbunden durch:

$$\Delta\nu_T^* = \Delta\nu_0^* \left\{ \mathrm{Ctg}\left(\frac{\Theta_0}{2T}\right)\right\}^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

Gl. (7) *besagt, dass bei Kenntnis der charakteristischen Schwingungstemperatur* Θ_0 *und der Lage des Intensitätsmaximums* ν_0 *ein bei irgendeiner Temperatur* T_1 *gemessenes Intensitätsmaximum* $\varepsilon^m_{T_1}$ *mit zugehöriger natürlicher Halbwertsbreite* $\Delta \nu^*_{T_1}$ *genügen, um die Absorptionskurve für jede Temperatur und Wellenzahl zu berechnen.*

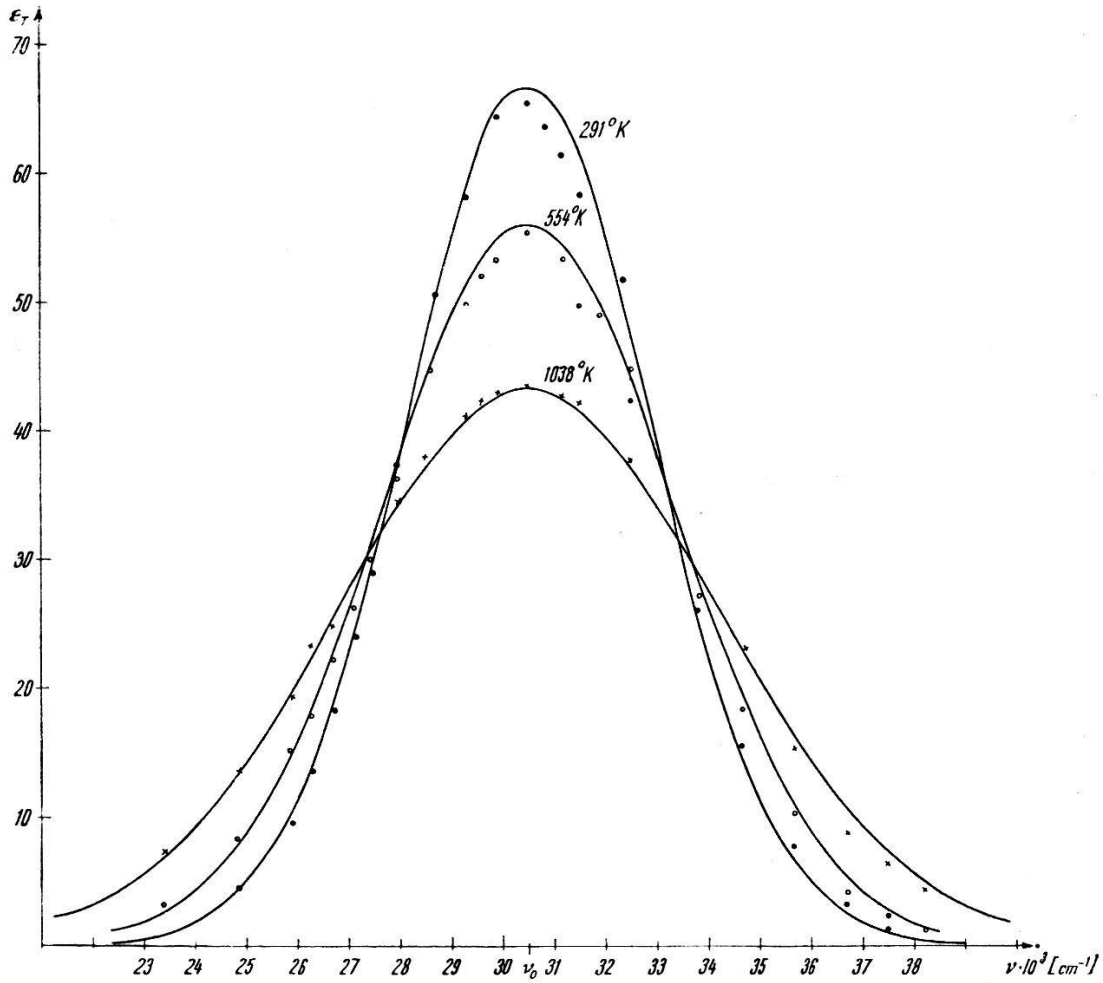


Fig. 2.

Absorptionskontinuum von Cl_2.

× ○ ● gemessene Werte nach Bayliss ausgezogene Kurven berechnet.

$\varepsilon^m_0 = 70 \qquad \Delta \nu^*_0 = 3{,}2 \cdot 10^3\ [\mathrm{cm}^{-1}] \qquad \nu_0 = 30\,500\ [\mathrm{cm}^{-1}]$

In der Näherung von Gl. (7) können die von Wieland und Herczog[2]) festgestellten gemeinsamen Schnittpunkte der Absorptionskurven bei verschiedenen Temperaturen nur näherungsweise erfüllt sein.

Fig. 2 zeigt den Vergleich zwischen den von Bayliss[3]) gemessenen Absorptionskurven von Cl_2 mit den von uns berechneten.

Fig. 3 enthält das von uns gemessene Jodspektrum. Im Kontinuum (kurzwelligerseits der Konvergenzstelle) ist die Übereinstimmung von Berechnung und Messung gut. Die Verschiebung der Maxima mit zunehmender Temperatur nach längern Wellen wurde empirisch berücksichtigt.

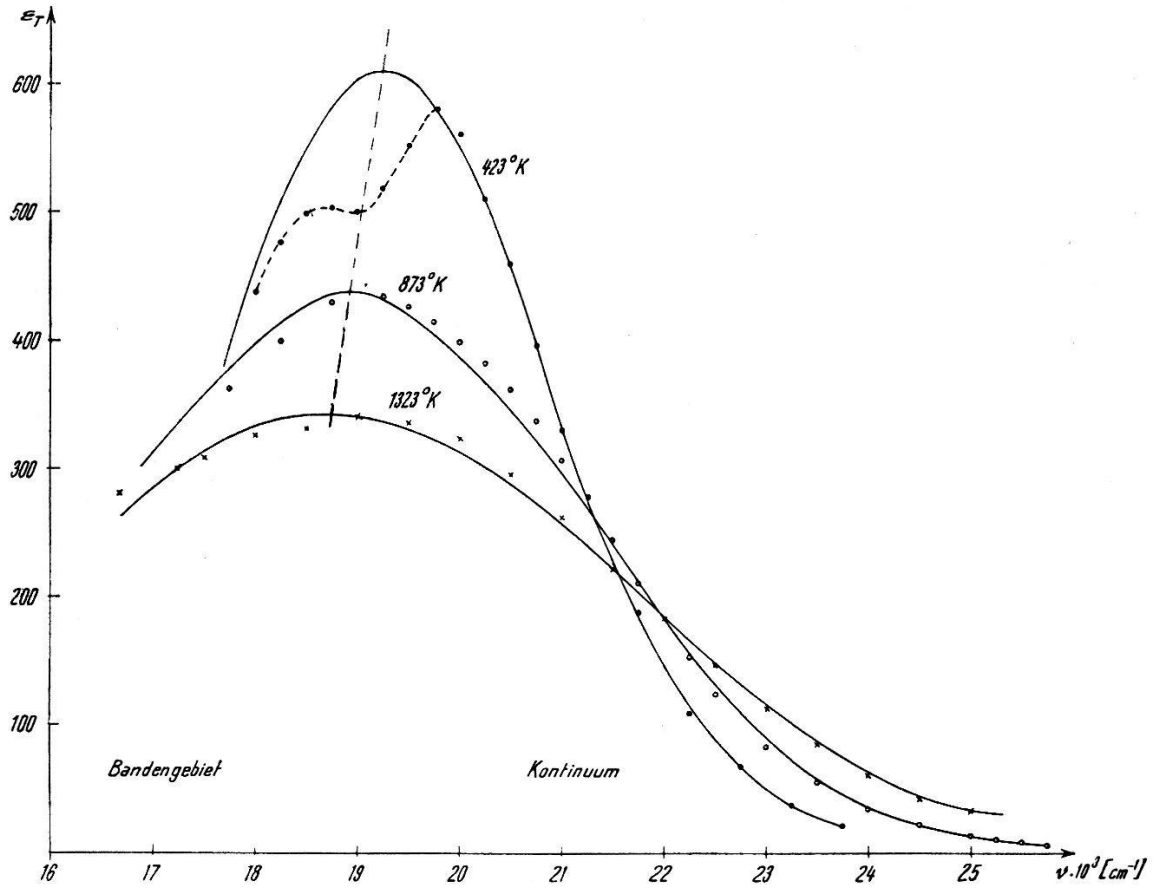


Fig. 3.

Absorptionskurven von J_2.

Punkte von uns gemessen. Kurven berechnet.

Konvergenzstelle $\nu_k = 20 \cdot 10^3$ [cm^{-1}] $\varepsilon_0^m = 995$ $\Delta \nu_0^* = 1{,}42 \cdot 10^3$ [cm^{-1}].

Eine ausführliche Publikation, die auch Berechnungen an Br_2 enthält, wird später folgen.

Literatur.

[1]) G. Herzberg, Zweiatomige Molekülspektren. Steinkopfverlag, Dresden 1939, S. 284.

[2]) A. Herczog, K. Wieland, Helv. Phys. Acta, **21**, 6 (1948); Helv. Phys. Acta, **22**, (1949).

[3]) G. E. Gibson, O. K. Rice, N. S. Bayliss, Phys. Rev. **44**, 189 u. 193 (1933).

Über die Verteilung der Sauerstoffisotopen in der Lithosphäre

von PETER BAERTSCHI (Basel)*).

Im Anschluss an Arbeiten von UREY und Mitarbeitern[1]), welche die Temperaturabhängigkeit des Austauschgleichgewichts der Sauerstoffisotopen 0^{16} und 0^{18} zwischen Wasser und Carbonaten zur Messung von Temperaturen, insbesondere von Paläotemperaturen benutzen, wurde die Frage nach der ursprünglichen Zusammensetzung des Sauerstoffs in der Erdrinde und nach der zeitlichen Änderung des 0^{18}-Gehaltes der Meere aufgeworfen. Die beiden Fragen konnten durch Messung der relativen Häufigkeitsunterschiede des 0^{18} zwischen magmatischen Gesteinen, Meerwasser und Sedimentgesteinen in befriedigender Weise beantwortet werden. Da Urgesteine praktisch ausschliesslich, Sedimentgesteine zu etwa 80% aus Silikaten bestehen, musste zunächst ein Verfahren ausgearbeitet werden, um den zur Isotopenanalyse (Massenspektrometer) notwendigen Sauerstoff aus den Silikaten zu befreien unter Vermeidung störender Isotopenfraktionierungen. Dies gelang uns durch folgenden Prozess (Beispiel):

$$CaSiO_3 + 2\,ClF_3 \xrightarrow[\text{Pt, HF}]{430^0} CaF_2 + SiF_4 + Cl_2 + {}^3/_2\,O_2$$

Das pulverisierte Silikat, vermischt mit etwas Platin wurde, in einem Nickelgefäss der Einwirkung von Chlortrifluorid mit wenig Fluorwasserstoff ausgesetzt. Die Reaktion beanspruchte bei 430° etwa 20 Stunden, wobei Sauerstoff in 80 bis 100%iger Ausbeute gebildet wurde. Dieser konnte nach dem Ausfrieren der andern gasförmigen Reaktionsteilnehmer durch flüssigen Stickstoff in reiner Form abgepumpt und dem Massenspektrometer zugeführt werden.

Die Messung der relativen Unterschiede im $0^{18}/0^{16}$-Verhältnis der verschiedenen Sauerstoffproben gegenüber demjenigen eines willkürlich gewählten Standardsauerstoffs erfolgte in einem Massenspektrometer nach NIER[2]) (mit 2 Ionenkollektoren), dessen Empfindlichkeit durch UREY und McKINNEY[1]) wesentlich erhöht wurde. Unterschiede von 0,1‰ des $0^{18}/0^{16}$-Verhältnisses konnten noch gemessen werden, doch lag die Reproduzierbarkeit verschiedener, aus demselben Silikat gewonnener Sauerstoffproben nur innerhalb von ± 1,5‰, und zwar infolge unbekannter Mängel des Verfahrens zur Sauerstoffgewinnung. Die Ergebnisse der Isotopenanalysen, die

*) Die Arbeit wurde am Institute for Nuclear Studies, University of Chicago durchgeführt. Herrn Prof. Dr. H. C. UREY bin ich für viele Anregungen und für die Gewährung jeder gewünschten Unterstützung zu grossem Dank verpflichtet. Der Stiftung für Stipendien auf dem Gebiete der Chemie danke ich für die Finanzierung dieses Aufenthalts.

sich auf 20 Silikatgesteine erstreckten, sind zusammengefasst folgende:

Magmatische Gesteine der äussern Erdrinde wie Granit (1 Probe), Basalt (1 P.), neuzeitliche Lavaflüsse (3 P.), zeigen ein nur innerhalb von etwa $2^0/_{00}$ schwankendes $0^{18}/0^{16}$-Verhältnis, das um rund $7^0/_{00}$ höher liegt als dasjenige des heutigen Meerwassers (Hawaii). Da zur ersten Zeit, im glutflüssigen Zustand der Erdoberfläche praktisch keine Isotopendifferenzierung bestehen konnte, dürfen wir schliessen, dass das Wasser bis heute etwa $7^0/_{00}$ seines ursprünglichen 0^{18}-Gehaltes einbüsste. Wir finden diesen Verlust in den Sedimentgesteinen, (Sandstein 3 P., Schiefer 1 P.) wieder, die ihrerseits um $4—9^0/_{00}$ mehr 0^{18} enthalten als die magmatischen Urgesteine. Diese Anreicherung, eine Folge des Sauerstoffaustausches zwischen Oberfläche der Silikatpartikeln und dem Wasser stimmt ihrer Grösse nach gut überein mit einer mittleren Anreicherung von $7^0/_{00}$ zu der man gelangt, wenn im Einklang mit den Schätzungen der Geologen die totale Menge an Sauerstoff in Silikatsedimenten derjenigen in der Hydrosphäre gleichgesetzt wird[3]). Die seltenen, aus Lösung ausgeschiedenen Sedimente wie Diatomeenerde und Flint zeigen gemäss der vollkommenen Einstellung des Austauschgleichgewichts starke 0^{18}-Anreicherungen von $30^0/_{00}$ resp. $25^0/_{00}$ gegenüber Wasser.

Grönlandbasalt, ein magmatisches Gestein aus sehr grosser Tiefe mit metallischem Eisen und Platinmetallen zeigt einen um etwa $3{,}5^0/_{00}$ kleinern Gehalt an 0^{18} als normale Lava.

Silikate meteorischen Ursprungs (Tektite, 3 P.) zeigen die terrestischen Häufigkeiten mit $1—7^0/_{00}$ mehr O^{18} als Lava.

Eine ausführlichere Arbeit folgt anderswo.

Literatur.

[1]) H. C. Urey, J. Chem. Soc. (1947) 562; Science **108**, 489 (1948); J. McCrae, J. Chem. Phys. **18**, 849 (1950); Urey, Epstein and McKinney, Bull. Geol. Soc. Am. (1950) im Druck.

[2]) A. O. Nier, Rev. Sci. Instr. **18**, 398 (1947).

[3]) F. J. Pettijohn „Sedimentary rocks".

Résonance et dispersion paramagnétiques

par R. Lacroix, Ch. Ryter et R. Extermann (Université de Genève).

En étudiant la résonance de corps paramagnétiques, nous nous sommes proposé de mesurer l'influence de cette résonance sur la partie réelle χ' de la susceptibilité magnétique.

La méthode de mesure qui a été utilisée est fondée sur les propriétés des cavités couplées[1]).

Sur nos graphiques, nous avons porté le champ magnétique statique en abscisse et $\chi' - \chi_0$ en ordonnée selon une échelle arbitraire. χ_0 est la susceptibilité en l'absence de champ extérieur.

Le champ magnétique oscillant, perpendiculaire au champ statique, était fourni par un klystron fonctionnant à la fréquence de 9315 Mc/s. Nous avons étudié des sels de manganèse: $MnSO_4 \cdot 4 H_2O$ en poudre (fig. 1) et un cristal de $MnCl_2 \cdot 4 H_2O$.

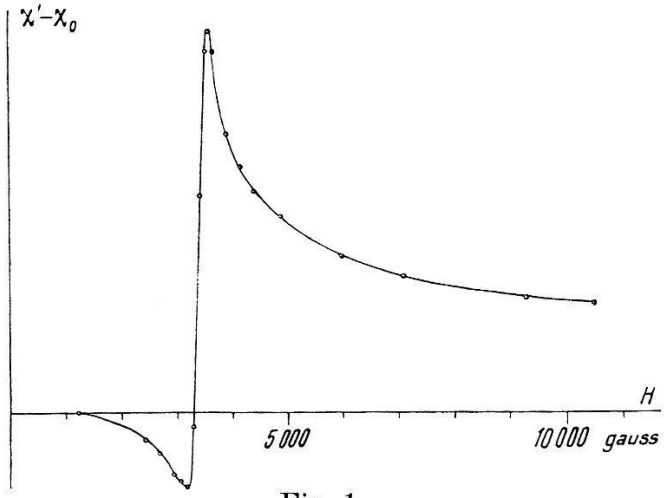


Fig. 1.

Pour ce dernier corps, on observe une dépendance très nette de l'orientation du cristal par rapport au champ. Les courbes de la

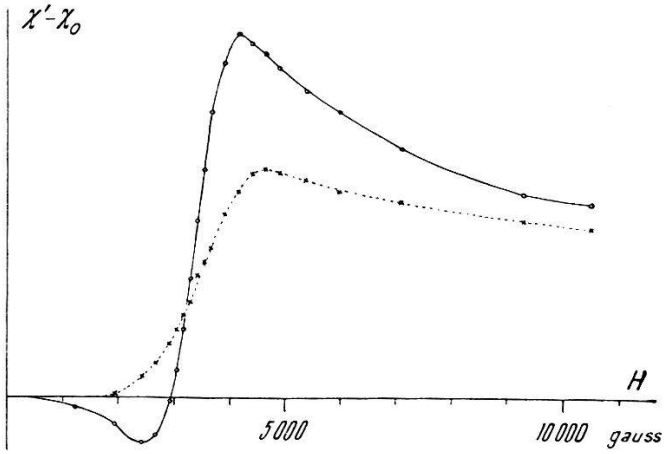


Fig. 2.

fig. 2 se rapportent aux deux positions perpendiculaires correspondant aux effets maximum et minimum.

L'interprétation cristallographique de ces propriétés est l'objet de nos recherches actuelles.

---

[1]) R. Lacroix et Ch. Ryter. Méthode différentielle pour mesurer la variation de fréquence propre d'une cavité. Arch. des Sc. phys. et nat., Genève, sous presse.

Effet Faraday des ondes centimétriques

par CH. RYTER, R. LACROIX, R. EXTERMANN, Genève.

Une étude théorique du Professeur KASTLER[1]) suggère d'observer le cas particulier de l'effet Faraday lorsque la fréquence de l'onde électromagnétique incidente est voisine de la fréquence de LARMOR des particules dans le champ magnétique. On doit alors constater une exaltation de l'effet, analogue au phénomène de dispersion anomale. La fréquence de Larmor, pour un champ d'environ 3300 gauss est de 10^{10} périodes par seconde pour les ions, et correspond à une longueur d'onde de 3 cm.

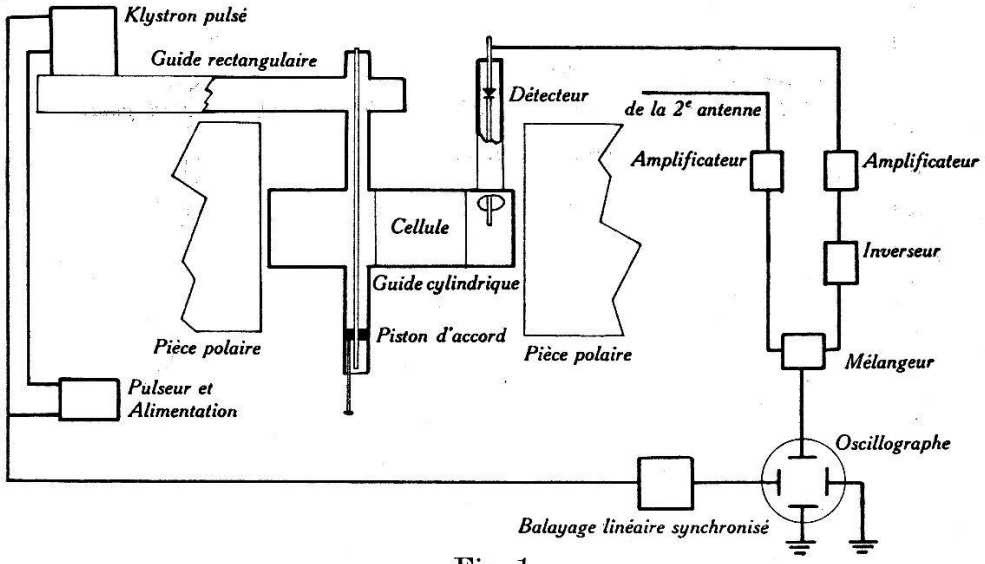


Fig. 1.
Schéma de l'installation.

Le dispositif d'observation le plus simple consiste en un guide-ondes placé dans l'axe d'un champ magnétique, traversant les pièces polaires. En plaçant la substance dans l'entrefer, on capte au moyen d'une antenne la composante électrique perpendiculaire au plan de la polarisation initiale de l'onde. Il est cependant apparu qu'il est presque impossible d'obtenir avant l'application du champ une onde suffisamment peu dépolarisée par les petites inégalités du guide, pour que la sensibilité de la méthode soit suffisante. D'autre part, le perçage des pièces polaires crée une inhomogénéité du champ précisément à l'endroit où la substance est placée.

Il est préférable de disposer deux antennes inclinées à 45° sur le plan de polarisation et de les raccorder à deux systèmes détecteurs distincts. Si l'onde électromagnétique est pulsée à une fréquence sonore, on détecte à chacune des antennes une pulsation à basse fréquence. Les deux signaux, amplifiés dans deux canaux,

[1]) C. R. de l'Académie des Sciences, n° 21, mai, 1949, p. 1642.

*

de telle sorte que l'un d'eux, à la sortie de l'amplificateur, soit inversé par rapport à l'autre, peuvent être mélangés, et s'annulent. Dès lors, une faible variation de l'énergie transmise à l'une ou l'autre des antennes se traduit par le déséquilibre du système et l'apparition d'un signal à la sortie du mélangeur. Il suffit d'incliner la paire d'antennes jusqu'à ce que l'on ait rétabli l'équilibre, et de mesurer l'angle qu'elle forme avec sa position initiale. On peut, de

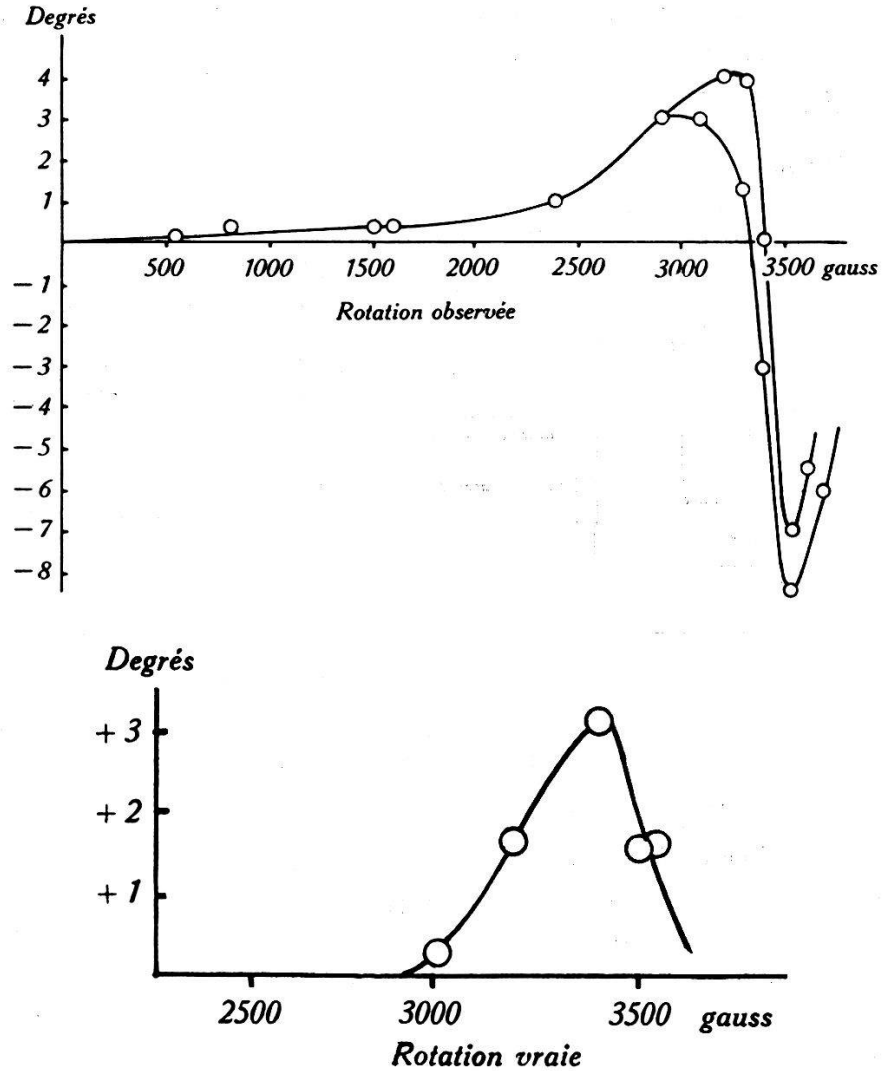


Fig. 2.
Le sens positif est celui du courant magnétisant.

cette manière, étalonner l'indicateur du niveau du signal à la sortie du mélangeur (de préférence un oscillographe cathodique), ce qui permet de mesurer l'angle et le sens de la rotation. La sensibilité de cette méthode est près de 100 fois plus grande que la précédente. Elle n'est limitée que par la stabilité et le souffle des amplificateurs. Une dépolarisation de l'onde électromagnétique n'affecte pas l'équilibre du système. Par contre, une variation de l'énergie incidente

se traduit par une variation apparente de la polarisation, mais cette variation ne dépend pas du sens du champ. Cet effet résulte de ce que le niveau du signal détecté n'est pas en relation linéaire avec l'énergie à haute fréquence captée par l'antenne, et que les caractéristiques des détecteurs varient en général d'un cristal à l'autre. Il serait donc heureux de disposer d'une troisième antenne, et de travailler à niveau de sortie constant, en réglant convenablement la puissance de l'émetteur. Ceci est d'autant plus important que la rotation du plan de polarisation est accompagnée d'une absorption appréciable de l'énergie. Pour parer aux inconvénients du perçage des pièces polaires de l'aimant, le tube-guide est suffisamment court pour pouvoir être logé dans l'entrefer. L'énergie à haute fréquence y est introduite par une antenne en amont d'une cellule contenant la substance, les antennes détectrices sont disposées en aval (fig. 1).

Pour cette étude préliminaire, nous avons travaillé à puissance incidente constante, en traçant les angles de rotation apparents en fonction du champ, pour le sulfate de manganèse $MnSO_4 \cdot 4\,H_2O$ à la fréquence de 9500 Mc.

On obtient deux courbes correspondant chacune à une direction du champ, dont la différence fournit l'angle vrai de la rotation du plan de polarisation. Cet angle est de l'ordre de 3^0, c'est-à-dire environ 100 fois plus faible que ne le prévoit la thérie; la largeur de la courbe de résonance est comparable à celle qui a été observée pour l'absorption[1]) (fig. 2).

L'interprétation définitive des courbes de rotation observée pour les deux directions du champ, ne pourra être donnée que lorsque les travaux en cours dans ce domaine seront suffisamment avancés.

Il serait intéressant d'opérer avec des sels en solution pour éviter l'effet des liaisons cristallines, mais l'eau absorbe si fortement les ondes centimétriques que les mesures deviennent difficiles avec les sources d'énergie peu puissantes telles que les klystrons.

Les travaux poursuivis depuis la publication de cette communication ont permis d'établir que l'énergie transmise à chacune des antennes dépendait fortement de la phase de l'onde électromagnétique au sortir de la cellule. D'autre part, la longueur de l'onde traversant le cristal subit, au voisinage du champ de résonance, une variation qui dépend de la partie réelle de la susceptibilité paramagnétique et dont la représentation graphique rappelle celle de la dispersion anomale. Cet effet a donc été observé en même temps que la rotation du plan de polarisation, ce qui explique l'allure des courbes dites «de rotation observée». Il est possible d'éliminer cet effet par une adaptation convenable des antennes. Les nouveaux résultats seront publiés dans une note ultérieure.

---

[1]) W. Cummerow, Halliday, Moore, Phys. Rev. **72**, 1947, p. 1233.