Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

Autor(en): **[s.n.]**

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **26 (1953)**

Heft III-IV

PDF erstellt am: **04.06.2024**

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

à Genève, le 2 mai 1953.

Président: Prof. Dr. A. Mercier (Berne),
Vice-président: Prof. Dr. P. Huber (Bâle),
Secrétaires: Dr. P. Dinichert (Neuchâtel),
Dr. P. de Haller (Winterthour).

Partie administrative.

Sont reçus comme membres ordinaires: MM. H. Adler (Zoug), H. Albers-Schönberg (Zurich), K. Alder (Flawil), M. Anliker (Zurich), A. Barut (Zurich), C. Bellenot (Ennetbaden), F. Berger (Neuchâtel), E. Binggeli (Lausanne), B. Bolli (Arbon), J. Bonanomi (Neuchâtel), H. Brandenberger (Neuchâtel), P. Choquard (Berne), M. Conversi (Pise), W. Dubs (Zurich), L. S. Dzung (Baden), H. Favre (Zurich), P. Hartmann (Zurich), E. Heer (Zurich), F. G. Houtermans (Berne), R. Jaggi (Zurich), P. Jordan (Zurich), C. Keller (Zurich), R. Kern (Ennetbaden), J. Lalive d'Epinay (Ennetbaden), R. List (Davos), R. Maïkoff (Zurich), R. Mermod (Genève), A. Müller (Zurich), R. Reulos (Chambéry), H. Rutishauser (Zurich), C. Ryter (Genève), P. Schwaar (Zurich), C. Seippel (Baden), A. Speiser (Zurich), M. Teucher (Berne), A. Thellung (Zurich), G. Wanders (Genève), H. Wild (Arbon), U. Winkler (Zurich), S. Yuan (Zurich);

comme membre collectif:

la *Bibliothèque Universitaire de Lyon.*

La S.S.P. compte actuellement 447 membres.

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

La cotisation annuelle est portée à Fr. 6.—, celle à vie à Fr. 90.—, à partir de l'année 1954.

A l'occasion du vingt-cinquième anniversaire de la fondation des Helvetica Physica Acta, leur rédacteur, le professeur M. Fierz, en fait un rapide historique et expose leur situation actuelle.

Le professeur A. Perrier donne un aperçu sur l'activité du Comité national suisse de Physique.

L'assemblée procède à l'élection du nouveau Comité, qui aura la composition suivante:

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

MM. E. BALDINGER et W. HÄLG (Bâle) sont réélus comme vérificateurs des comptes.

Le professeur A. MERCIER (Berne) est désigné comme délégué de la Société suisse de Physique au Sénat de la Société Helvétique des Sciences Naturelles pour remplacer le professeur H. KÖNIG (Berne), démissionnaire.

L'assemblée vote une résolution qui exprime la satisfaction de la société de voir le Centre européen de Recherches nucléaires s'établir à Genève et sa reconnaissance à l'égard des savants et hommes d'Etat qui contribuent à mener à chef ce grand projet.

La prochaine réunion de la S.S.P. aura lieu à Lugano, les 5 et 6 septembre 1953, à l'occasion de la 133e réunion annuelle de la Société Helvétique des Sciences Naturelles.

Le dimanche 3 mai une excursion en autocar, fort réussie, mène une quarantaine de personnes au barrage de Génissiat.

Partie scientifique.

Les travaux de Physique appliquée paraissent dans la «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik».

Echange isotopique hétérogène et recristallisation.

Une nouvelle méthode de détermination de la solubilité d'un solide au moyen d'un indicateur radioactif

par P. JORDAN (E.P.F., Zurich).

L'influence de la température dans les réactions d'échange n'a été généralement considérée qu'en relation avec l'énergie d'activation de celles-ci, chaque expérience étant en principe effectuée à température constante. Il nous a paru intéressant d'étudier l'effet des fluctuations de la température au cours d'une même expérience, fluctuations qui entraînent des phénomènes de recristallisation dûs aux variations de solubilité du solide en fonction de la température.

Voici, pour fixer les idées, la description d'une expérience type: Nous avons mis en contact à 21° C du sulfate d'argent avec une solution saturée du même sel marquée par Ag^{110}. Nous avons porté le système à 80° C, l'y avons maintenu pendant deux heures, puis l'avons ramené à 21° C, l'activité de la solution étant mesurée au début et à la fin du cycle thermique.

Nous avons constaté que la dissolution partielle du sel, par suite de l'augmentation de la température, est accompagnée d'une recristallisation qui se traduit par un important échange induit entre la solution et le solide demeuré en contact avec elle après qu'elle ait atteint sa saturation. Cet échange*), calculé après avoir naturellement déduit l'effet dû à la dissolution d'une partie du solide, fut trouvé égal à 15%, alors que le même échange effectué entièrement à 80° C entre Ag_2SO_4 et sa solution préalablement saturée à la même température n'est que de 2%.

La valeur élevée atteinte par l'échange induit avant même que la solubilité ne soit parvenue à son équilibre de saturation montre que les phénomènes de dissolution et d'échange sont liés, et met en évidence de façon saisissante le caractère dynamique des processus simultanés de dissolution et de recristallisation.

Une application intéressante de l'expérience précédente réside dans la détermination de la solubilité d'un solide à une température élevée, qui peut être sans inconvénient supérieure au point d'ébullition du solvant à la pression atmosphérique, et cela en effectuant toutes les mesures et manipulations à la température ambiante. La méthode consiste à effectuer deux expériences parallèles analogues à celle qui a été décrite, en opérant dans chacun des deux cas avec une quantité différente de solide. La connaissance des quantités de substance présentes dans chaque phase à la température inférieure ainsi que celle des activités avant et après la période de chauffe permet de calculer du même coup le taux d'échange du système et la solubilité du solide à la température supérieure. Ce procédé est applicable en principe dans tous les cas où le solide et la solution n'échangent pas complètement. Sans entrer ici dans des détails nous mentionnerons simplement que les valeurs obtenues de cette manière pour la solubilité du sulfate d'argent dans l'eau entre 40° C et 95° C concordent avec une précision supérieure au pourcent avec les valeurs données par les tables. Nous avons observé que d'une manière générale la solubilité de Ag_2SO_4 dépend fortement de l'acidité de la solution. Elle passe d'autre part vers 130° C par un maximum, avant de diminuer à des températures plus élevées, par

*) Pour la définition du taux d'échange, voir Helv. Chim. Acta **34**, 699 (1951).

suite de l'hydrolyse du sulfate d'argent due au fort accroissement de la concentration des ions hydroxyles avec la température. Nous ferons prochainement une communication sur ce sujet, avec le compte rendu des résultats expérimentaux et l'interprétation quantitative de ceux-ci.

Nous pensons que l'étude combinée d'effets de recristallisation et d'échange doit permettre, en tirant parti de la grande diversité des conditions expérimentales réalisables, d'obtenir d'intéressants renseignements sur chacun de ces processus. Elle nous paraît également constituer une manière nouvelle d'aborder des problèmes d'équilibre et de transition entre différentes phases d'un système hétérogène, représenté, par exemple, par un sel sous deux formes cristallines différentes en contact avec sa solution saturée.

Nous tenons, en terminant, à remercier vivement Monsieur le professeur P. SCHERRER du grand intérêt qu'il a bien voulu manifester pour ce travail.

Untersuchungen über den Dunkelstrom von Sekundärelektronenvervielfachern mit Cs—Sb-Photokathode

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

In einer früheren Arbeit über Dunkelstrom von Sekundärelektronenvervielfachern mit Li—Sb-Photokathode[1]) konnte gezeigt werden, dass dieser Dunkelstrom keinen von der Belichtung der Photokathode unabhängigen Wert besitzt. Eine Komponente des Dunkelstromes, die thermische Emission der Photokathode, ist nach Belichtung grösser und fällt erst nach einer gewissen Zeit auf den Ausgangswert zurück. Dieselben Messungen sind in der Folge an Vervielfachern gleicher Konstruktion mit Cs—Sb-Kathoden durchgeführt worden. Es ist von Interesse, die gewonnenen Resultate mit den früheren zu vergleichen.

Alle Messungen wurden wiederum so durchgeführt, dass der Vervielfacher bei spannungslosem Dynodensystem belichtet (Vorbelichtung) und anschliessend der Dunkelstrom gemessen wurde. Dabei war die Belichtungsintensität dieselbe wie bei den Messungen an Li—Sb-Photokathoden, so dass die Resultate unmittelbar verglichen werden können.

---

[1]) N. SCHAETTI und W. BAUMGARTNER, Untersuchungen über Dunkelstrom von Photozellen mit Sekundärelektronenvervielfachern, Helv. Phys. Acta **25**, 605 (1952).

1. *Erhöhung der Nullstosszahl durch Belichtung der Photokathode.*

Fig. 1 zeigt die Nullstosszahlerhöhung in Funktion der Belichtungsdauer von 1—180″. Aufgetragen ist die zusätzliche Nullstoss-

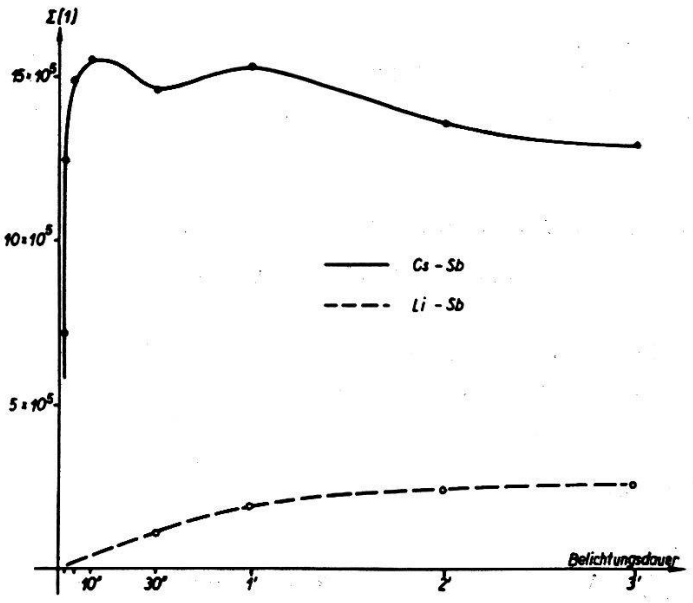


Fig. 1.

zahl, gemessen während der zweiten Minute nach der Belichtung. Gestrichelt ist der Verlauf für Li—Sb eingetragen. Der Vergleich

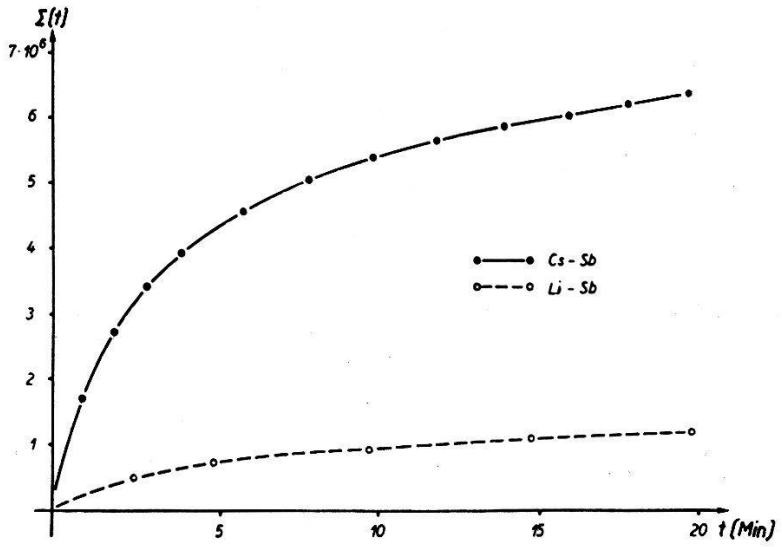


Fig. 2.

beider Kurven zeigt, dass bei Cs—Sb eine bedeutend grössere Erhöhung der Nullstosszahl festzustellen ist als bei Li—Sb. Der Anstieg der Kurve ist zudem viel steiler. Während für Cs—Sb bereits

nach 5″ ein Wert erreicht ist, welcher bei Verlängerung der Belichtungszeit der Kathode nicht mehr überschritten wird, ist dies für Li—Sb erst nach 120″ der Fall.

In Fig. 2 ist die Zeitabhängigkeit der Totalstosszahl der zusätzlichen Nullstösse für beide Kathoden dargestellt für eine Beobachtungsdauer von 20′.

Verglichen mit Li—Sb wird für die Cs—Sb-Kathode nach 20′ die sechsfache Anzahl von Stössen erreicht.

2. *Erhöhung der Rotempfindlichkeit des Photoeffektes durch Vorbelichtung.*

Fig. 3 zeigt den Verlauf der Rotausbeute der Photokathode für $\lambda = 801$ mμ nach Vorbelichtung. Unmittelbar nach der Vorbelich-

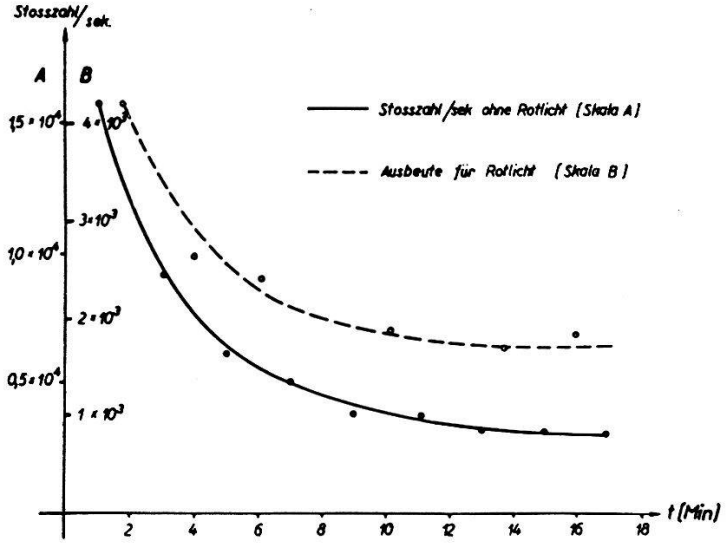


Fig. 3.

tung ist die Rotausbeute höher als im Normalzustand und sinkt mit dem Abklingen der Nullstösse ebenfalls auf den Normalwert ab.

3. *Abhängigkeit der Erhöhung der Nullstosszahl von der Wellenlänge der Vorbelichtung.*

Die Photokathode wurde mit sichtbarem Licht verschiedener Wellenlänge vorbelichtet und die resultierende Erhöhung der Nullstosszahl gemessen. Fig. 4 zeigt, dass analoge Verhältnisse vorliegen wie bei Li—Sb. Für eine Wellenlänge von 420 mμ ist die Nullstosszahlerhöhung für Cs—Sb 40mal grösser als für Li—Sb.

Die Resultate der vorliegenden Untersuchungen zeigen, dass Cs—Sb Photokathoden, wie die Li—Sb-Kathoden, neben dem eigentlichen Photoeffekt ebenfalls Eigenschaften aufweisen, wie sie

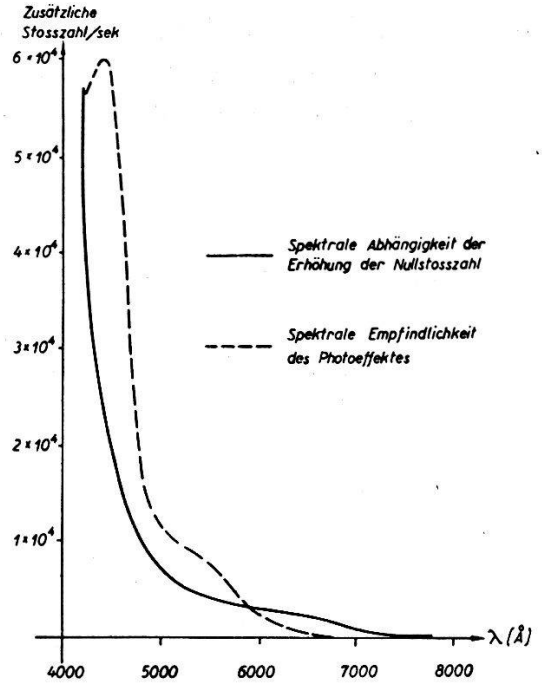


Fig. 4.

bei Photohalbleitern und Kristallphosphoren beobachtet werden[1]). Bei Cs—Sb sind diese Nebenerscheinungen bedeutend ausgeprägter als bei Li—Sb.

Thermoluminescence de la fluorine

par E. Banderet (Mulhouse).

Les fluorines ont, selon leurs provenances, des thermo-luminescences plus ou moins prononcées. La source de cette énergie est recherchée dans la radioactivité du sol, qui produirait une phosphorescence dont le seuil de température inférieur est situé au-dessus de la température ambiante. Nous avons cherché à justifier cette hypothèse en chauffant des échantillons de fluorines jusqu'à extinction complète de la thermoluminescence, et en les exposant ensuite à des rayonnements pour les réactiver. Nous avons comparé la thermoluminescence «réactivée» avec la thermoluminescence, que nous nommerons «naturelle», au point de vue des températures d'excitation[2]).

---

[1]) N. Schaetti und W. Baumgartner, Zur Frage des Dunkelstromes in Photomultipliern, ZAMP **4**, 159 (1953).

[2]) Les mesures ont été en partie faites par MM. Jaeger, Boudier et Piron.

*

Les rayons de lumière ultra-violette et visible, ainsi que les rayons α (d'une préparation de Polonium mise gracieusement à notre disposition par M. P. Huber) étant peu probables comme activateurs ne nous ont pas retenus. Les courbes obtenues étaient en effet très différentes de celles du CaF_2 non éteint.

Les fluorines examinées provenaient de l'Auvergne et de la Forêt Noire, la première donnant une thermoluminescence relativement intense.

Les fluorines désactivées ont été exposées:

1° — à des rayons β. Les champs accélérateurs appliqués étaient de 2000 à 5000 volts. Qualitativement les résultats étaient identiques pour les différentes tensions.

2° — à des rayons γ provenant de Co radioactif (prêté aimablement par la Société Alsacienne de Constructions Mécaniques à Mulhouse).

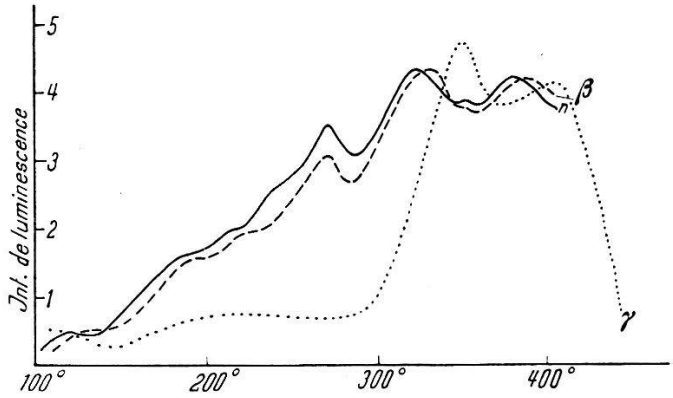


Fig. 1.
CaF_2 de l'Auvergne.
——— n = naturel; — — — β = réactivé; ····· γ = réactivé.

Les courbes ont été établies en chauffant lentement les fluorines à examiner et en comparant la lumière émise à des températures croissantes par un photomètre Ritchie avec la lumière réglable d'une ampoule électrique filtrée pour avoir une couleur très voisine de celle de la luminescence. Les mesures ne sont évidemment que relatives.

La figure 1 montre pour les fluorines de l'Auvergne une correspondance remarquable entre la thermoluminescence naturelle et celle obtenue après activation avec les rayons β tandis que la courbe provenant de l'activation par rayons γ est nettement différente.

Les fluorines de la Forêt Noire ont donné des résultats moins frappants (fig. 2) ce qui s'explique en partie par leur faible luminescence. Pourtant il apparaît que les maxima marqués parfois par de simples paliers se retrouvent pour les mêmes températures dans les courbes

n et β (180°, 240°, 260°, 310°), le maximum à 125° de la courbe β mis à part. L'absence de ce maximum s'expliquerait aisément en admettant que les courbes contenant ces fluorines ont passé par des

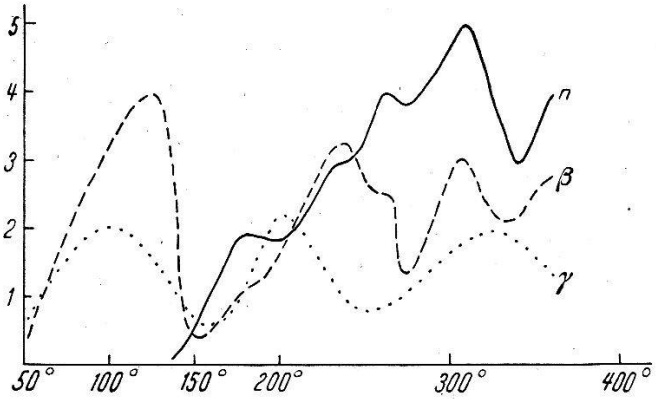


Fig. 2.
CaF_2 de la Forêt Noire.

températures qui ont éteint cette thermoluminescence, sans atteindre les parties supérieures. La courbe γ, par contre, ne montre aucune coïncidence avec la courbe n. (Maxima à 100°, 205°, 330°).

Il semble bien, que nos résultats s'expliquent en supposant que l'énergie accumulée dans les fluorines examinées y soit introduite par les rayons β de la radiactivité de la roche qui les enveloppent.

Antiseignetteelektrizität von $(NH_4)_2H_3JO_6$

von G. Busch, W. Känzig nnd W. M. Meier (ETH., Zürich).

Das trigonale Diammonium-Hydrogen-Perjodat $(NH_4)_2H_3JO_6$ erleidet nach Baertschi[1]) bei —20°C bis —30°C eine Phasenumwandlung, welche mit ausgeprägten dielektrischen Anomalien und einer Anomalie der spezifischen Wärme von 350 cal/Mol verknüpft ist. Dielektrische Hysteresis tritt nicht auf. Die Kristalle sind also nicht seignetteelektrisch.

Die Vermutung lag deshalb nahe, dass $(NH_4)_2H_3JO_6$ antiseignetteelektrisch sei. Um dies nachzuweisen, wurden Röntgen-Drehkristallaufnahmen oberhalb und unterhalb der Umwandlungstemperatur aufgenommen. Unterhalb der Umwandlungstemperatur treten Überstrukturinterferenzen auf. Die Identitätsperioden in Richtung senkrecht zur trigonalen Achse werden verdoppelt. Es ist damit anzunehmen, dass $(NH_4)_2H_3JO_6$ *antiseignetteelektrisch* ist.

Weitere Röntgenuntersuchungen sind im Gang. Die ausführliche Arbeit erscheint in den Helv. Phys. Acta.

---

[1]) P. Baertschi, Helv. Phys. Acta **18**, 267 (1945).

Zur graphischen Bestimmung der Fermigrenzenergie in Halbleitern

von G. Busch und E. Mooser (ETH., Zürich).

Die Eigenschaften eines Halbleiters sind weitgehend durch seine Bänderstruktur, d.h. durch folgende Grössen bestimmt:

E_{0_n} = unterer Rand des Leitungsbandes,
E_{0_p} = oberer Rand des Valenzbandes,
f_n = Freiheitszahl der Elektronen,
f_p = Freiheitszahl der Löcher,
E_D = Energie des Donatorniveaus,
E_A = Energie des Akzeptorniveaus,
N_D = Konzentration der Donatoren,
N_A = Konzentration der Akzeptoren.

Dabei kennzeichnen die Freiheitszahlen f_n und f_p die Abweichung der Eigenwertdichten in Leitungs- und Valenzband von der bekannten Eigenwertdichte freier Elektronen.

Mit Ausnahme der meist vorgegebenen Werte N_D und N_A sind die oben angeführten Grössen — wir nennen sie im folgenden *Halbleiterparameter* — nur schwer durch direkte Messung zu bestimmen. Dem Experiment leichter zugänglich sind dagegen die Konzentrationen n_n und n_p der Ladungsträger im Leitungs- bzw. Valenzband und die Konzentrationen n_D und n_A der ionisierten Donatoren bzw. Akzeptoren. Da die Elektronentheorie diese Konzentrationen als Funktionen der Halbleiterparameter, der Temperatur T und der Grenzenergie ζ der Fermiverteilung liefert, gelingt es nach Elimination von ζ die Bänderstruktur eines Halbleiters aus seinen Ladungsträgerkonzentrationen zu bestimmen.

Zur Elimination von ζ benützt man die zwischen n_n, n_p, n_D und n_A bestehende Beziehung, welche zum Ausdruck bringt, dass die Gesamtladung eines Halbleiters im Gleichgewicht verschwindet. Diese sogenannte Neutralitätsbedingung lautet für einen Donatoren und Akzeptoren enthaltenden Halbleiter:

$$n_n + n_A = n_p + n_D \,.$$

Dank dieser Beziehung gelingt es ζ als Funktion der Halbleiterparameter und der Temperatur darzustellen und somit für die Ladungsträgerkonzentrationen Ausdrücke zu erhalten, die nur von der Bänderstruktur und der Temperatur abhängen.

Es ist jedoch im allgemeinen nicht möglich, die Neutralitätsbedingung geschlossen nach ζ aufzulösen. Man ist daher darauf angewiesen, ζ graphisch zu ermitteln. Dazu trägt man üblicherweise die

rechte und die linke Seite der Neutralitätsbedingung über der Fermienergie ζ auf[1]). Im Schnittpunkt der beiden Kurven ist die Neutralitätsbedingung erfüllt, und das zum Schnittpunkt gehörige ζ stellt den Gleichgewichtswert der Fermigrenze dar.

Will man nun aus experimentell bestimmten Ladungsträgerkonzentrationen auf die Bänderstruktur eines Halbleiters schliessen, so ist man gezwungen, durch Probieren einen geeigneten Satz von Parameterwerten E_{0_n}, E_{0_p}, f_n, f_p, E_D, E_A, N_D, N_A so zu bestimmen, dass die zugehörigen n-Werte für alle Temperaturen mit den experimentellen übereinstimmen. Das bedeutet aber wiederholte Ermittlung von ζ aus der Neutralitätsbedingung, und damit ist ein sehr grosser und unbequemer zeichnerischer Aufwand verbunden.

Man kann die graphische ζ-Bestimmung wesentlich vereinfachen, wenn man beachtet, dass die Logarithmen der in der Neutralitätsbedingung auftretenden Konzentrationen, aufgetragen über ζ/kT, Kurven universeller Form sind. Eine Änderung eines oder mehrerer Halbleiterparameter bewirkt lediglich eine Translation der Kurven gegeneinander. Ausgehend von dieser Tatsache wurde ein einfaches Gerät konstruiert, das erlaubt die Neutralitätsbedingung beliebiger Stör- und Eigenhalbleiter unabhängig vom Entartungsgrad des Löcher- bzw. Elektronengases nach ζ aufzulösen. Eine ausführliche Beschreibung des Gerätes erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta.

Die magnetische Suszeptibilität des grauen Zinns

von G. Busch und E. Mooser (ETH., Zürich).

(Erscheint demnächst im Rahmen einer ausführlichen Publikation in den Helv. Phys. Acta.)

Théorie de 2e approximation de la magnéto-résistance du cobalt microcristallin

par Albert Perrier (Lausanne).

L'apparition d'aimentation *observable* dans les milieux ferromagnétiques microcristallins s'accompagne, comme on sait, d'une élévation de la résistivité pour le courant parallèle à l'aimantation et au contraire d'un *abaissement* en direction normale.

---

[1]) Vgl. z.B. W. Shockley, Electrons and Holes in Semiconductors, Van Nostrand Co., New York.

La théorie de la magnétorésistance des ferromagnétiques publiée autrefois par l'auteur fait appel à l'aimantation spontanée ($\mathfrak{J}_w$) en deux étapes. En premier lieu, pour leur résistivité, *considérablement* plus faible au-dessous du point de Curie, qu'il y ait ou pas de l'aimantation observable. Cette variation, liée à $\mathfrak{J}_w$, n'est pas accessible quantitativement à l'expérience (effet du 1er ordre). En second lieu cette diminution de résistance n'est pas parfaitement symétrique: la résistance demeure légèrement plus forte parallèlement à l'aimantation spontanée que normalement (2e ordre).

C'est cette *anisotropie* spontanée et celle-là seulement qui se révèle dans les variations de conductivité provoquées par aimantation observable. Ces effets ne sont donc imputables en rien à une action directe du champ magnétique extérieur sur les électrons de conduction.

Le développement de ces hypothèses par le calcul conduit entre autres à cette conséquence que l'effet parallèle ($\delta\varrho_{//}$) doit valoir le double changé de signe de l'effet normal ($\delta\varrho_{\perp}$).

Le *nickel* et le *fer* ne vérifient cette relation qu'en moyenne; le rapport $\delta\varrho_{//}/\delta\varrho_{\perp}$ y oscille avec les échantillons de part et d'autre de -2. Quant au *cobalt*, il manifeste des caractères notablement plus aberrants encore. Si, parallèlement à l'aimantation, sa résistance est très généralement élevée, l'effet perpendiculaire s'y montre passablement variable: il peut être très faible, voire changer de signe.

La présente communication résume une théorie de ces particularités sur la base de la symétrie hexagonale du cristal de cobalt. On introduit trois «anisotropies spontanées principales» de magnétoconductivité δ_1, δ_2, δ_3. Ces paramètres désignent les variations de conductivité provoquées par des rotations de 90° du vecteur $\mathfrak{J}_w$, la densité de courant restant fixe respectivement dans les directions principales de symétrie. On se propose par cette voie de faire usage de *paramètres séparant aussi nettement que possible les dyssymétries ressortissant aux phénomènes spontanés de celles conditionnées par le réseau.*

Le calcul donne alors les expressions ci-dessous des phénomènes observables sur le milieu microcristallin statistiquement dépourvu de directions privilégiées.

$\delta\gamma_{//}$, $\delta\gamma_{\perp}$ désignant les variations de conductivité par aimantations à saturation dans les directions du courant et normale à lui; $\delta\gamma_{\text{tot}} = |\delta\gamma_{//}| + |\delta\gamma_{\perp}|$ est l'anisotropie ferromagnétique totale.

Cristal à axe d'aimantation spontanée:

$$\delta\gamma_{//} = \frac{2}{3}\,\delta_2 \qquad\qquad \delta\gamma_{\perp} = \frac{1}{3}\,(\delta_2 - \delta_1 - \delta_3)\,.$$

Cristal à plan d'aimantation spontanée:

$$\delta\gamma_{//} = \frac{1}{3}(\delta_1 + \delta_3) \qquad \delta\gamma_{\perp} = -\frac{1}{3}\delta_2 .$$

Pour l'un et l'autre type:

$$\delta\gamma_{\text{tot}} = \frac{1}{3}(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3) .$$

Les expressions valent pour les conductivités γ; leurs conséquences ne sont pas sensiblement modifiées pour les résistivités ϱ.

Conclusions principales.

1. Les mesures sur échantillons microcristallins permettent de connaître l'anisotropie principale δ_2 et la somme des autres $\delta_1 + \delta_3$.

2. Les effets observables $\delta\gamma_{//}$ et $\delta\gamma_{\perp}$ ne prennent pas les mêmes valeurs pour les deux variétés de cobalt hexagonal. L'anisotropie totale au contraire se présente de manière identique dans les deux cas.

3. Les magnétoconductions observables ($\delta\gamma_{//}$ et $\delta\gamma_{\perp}$) ne sont *certainement pas* en général dans le rapport -2; il n'est pas exclu même qu'elles puissent affecter le même signe.

Pour que $\delta\gamma_{//}$ égale $-2\,\gamma_{\perp}$, il suffirait d'ailleurs que $\delta_1 + \delta_3 = -2\,\delta_2$, ce qui n'a aucune raison a priori d'être réalisé. Et ainsi les «anomalies» manifestées par le cobalt trouvent une interprétation rationnelle.

4. Subsidiairement, ces calculs, relatifs à un cristal hexagonal, paraissent devoir fournir des indications sur l'origine des fluctuations observées sur le fer et le nickel cubiques.

5. On formule en terminant quelques considérations sur le classement des divers effets galvaniques ressortissant au ferromagnétisme: ceux du premier ordre sont «non sensitive», du deuxième ordre, l'effet *total* l'est probablement aussi; il n'en est plus ainsi des variations parallèles et perpendiculaires. D'où l'importance différente de ces aspects pour la théorie électronique. Les expériences antérieures qui ne portaient que sur un des deux derniers phénomènes ne peuvent pas avoir une grande valeur interprétative.

6. La variation linéaire subséquente à la saturation observable est un phénomène distinct de ceux qui sont ici considérés; l'auteur se propose de lui consacrer une publication prochaine.

Quant au présent travail, il fera l'objet d'un article plus étendu in Helv. Phys. Acta.

Wechselstrom-Leitfähigkeitsmessgerät

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

Im Laufe von Untersuchungen über Halbleitereigenschaften intermetallischer Verbindungen stellte sich die Aufgabe, ein Leitfähigkeitsmessgerät zu entwickeln, das gestattet, Widerstände von der Grössenordnung 10^{-3} bis 10^{6} Ohm mit einer Genauigkeit von 1% zu bestimmen. Weitere Anforderungen an das Gerät waren, dass Thermospannungen und Übergangswiderstände, die beide bei Halbleitern meistens sehr gross sind, die Messungen nicht beeinträchtigen.

Durch diese Forderungen ist die Messmethode weitgehend bestimmt. Unempfindlichkeit gegenüber Thermospannungen bedingt Messung mit Wechselstrom. Damit Übergangswiderstände an den

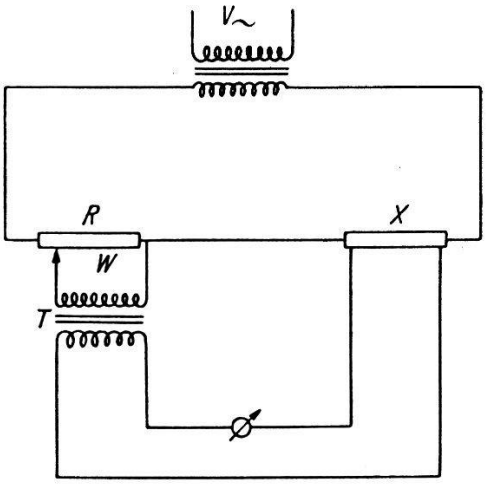


Fig. 1.
Schaltprinzip des Wechselstromkompensators.

Spannungssonden nicht stören, hat die Messung stromlos zu erfolgen, d.h. es muss eine Kompensationsschaltung verwendet werden. Beides wird erreicht durch den in Fig. 1 dargestellten Wechselstromkompensator, der mit einer Frequenz von 50 Hz arbeitet.

X ist der zu messende Widerstand, wobei Stromzuführungen und Spannungssonden getrennt angebracht werden. W ist der an einem geeichten Potentiometer R abgegriffene Widerstand. Durch einen Spannungswandler T mit grosser Primärimpedanz wird die am Potentiometer abgegriffene Spannung in einem bekannten Verhältnis untersetzt und gegen den an X auftretenden Spannungsabfall geschaltet. Als Nullinstrument dient ein dreistufiger Wechselspannungsverstärker mit magischem Auge. Zeigt das Nullinstrument keinen Strom an, so ist die Stellung W des Potentiometers unabhängig vom Strom durch R und X.

Wesentlich für eine einwandfreie Messung ist, dass die Sekundärspannung des Spannungswandlers und die am zu messenden Widerstand auftretende Spannung in Phase sind. Dies wird erreicht durch Verwendung eines Spezialtransformators mit einer Eingangsimpedanz von 0,1 Megohm, der verzerrungsfrei arbeitet und geringe Verluste aufweist. Der Fehler im Übersetzungsverhältnis ist kleiner als

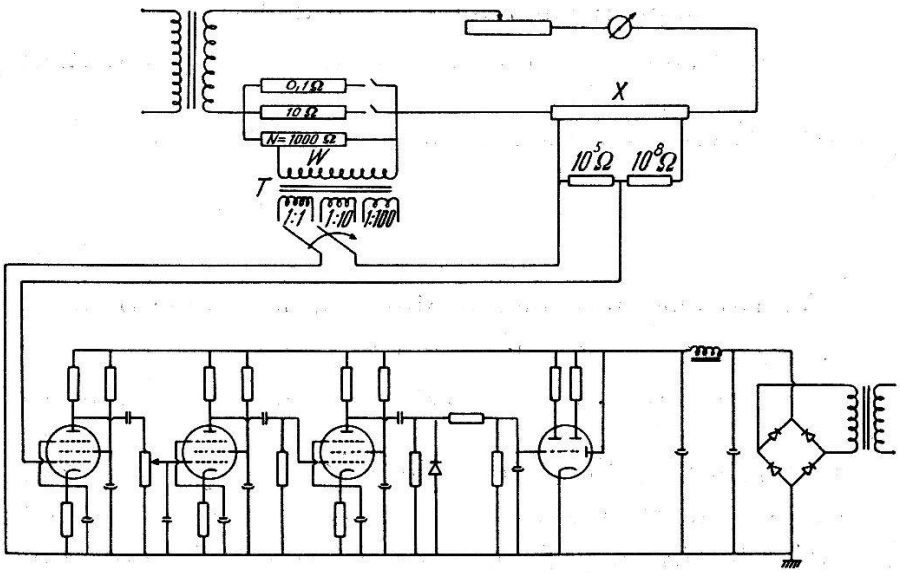


Fig. 2.
Schaltschema des Wechselstromkompensators.

1%, der Phasenfehler ist von der Grössenordnung 2°, so dass sich die Verwendung eines Phasenschiebers erübrigt. Zur Erzielung zuverlässiger Messwerte ist eine bestimmte minimale Belastung des zu messenden Widerstandes notwendig. Sie beträgt für das beschriebene Gerät 0,01 Watt.

Die endgültige Schaltung zeigt Fig. 2. Der Widerstand X der Probe wird berechnet nach der Formel

$$X = \frac{U \cdot N \cdot W}{(R+N)\left(\frac{W}{R_i}+1\right) - \frac{W^2}{R_i}} \cong \frac{U \cdot N \cdot W}{R}.$$

Dabei bedeutet N den Nebenschlusswiderstand zum Potentiometer, U das Übersetzungsverhältnis des Spannungswandlers und R_i dessen Primärimpedanz. Werden die Widerstände R, N und R_i geeignet gewählt, so weicht der nach der Näherungsformel berechnete Widerstand um höchstens 1% vom wirklichen Wert ab. Der zu X parallel geschaltete hochohmige Spannungsteiler erlaubt eine Erweiterung des Messbereiches nach höhern Werten. Doch erfolgt jetzt die Messung nicht mehr völlig stromlos.

Das Gerät genügt den gestellten Anforderungen und hat sich bei der Messung der Temperaturabhängigkeit des Widerstandes von Halbleitern gut bewährt.

Wechselstromapparatur zur Messung des Hall-Effektes und der magnetischen Widerstandsänderung

von St. R. Arnold, G. Busch und K. A. Müller (ETH., Zürich).

Eine ausführliche Arbeit wird später publiziert.

Ballistische Methode zur Messung des Hall-Effekts mit induzierten Strömen

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

Bei der konventionellen Methode zur Messung des Hall-Effekts (Fig. 1a) fliesst ein Strom J_x der Dichte j_x durch eine rechteckige Platte. Unter der Wirkung eines Magnetfeldes H_z entsteht eine zu j_x und H_z senkrechte elektrische Hall-Feldstärke E_y. Diese ist, ausgedrückt im Giorgi-System,

$$E_y = \mu_0 R j_x H_z , \tag{1}$$

wenn man die Induktionskonstante mit μ_0 und die Hall-Konstante mit R bezeichnet.

Es hat nun nicht an Versuchen gefehlt, den Hall-Effekt anders als auf die klassische Art zu messen, um den dort auftretenden Schwierigkeiten zu entgehen[1]). In neuerer Zeit hat A. Perrier[2]) vorgeschlagen, in axialen oder radialen Magnetfeldern Proben in Form von Hohlzylindern zu verwenden und diese in Serie zu schalten; ferner hat er auf die Möglichkeit hingewiesen, den Primärstrom J durch Induktion in der Probe selbst zu erzeugen.

Letzteres ist günstig, erspart man doch so die Stromzuführungen und vermeidet mit Sicherheit den Peltier-Effekt. Da bei einmaliger Induktion nur kurzzeitige Stromstösse und ebensolche Hall-Spannungen auftreten, ist ein ballistisches Messverfahren vorgezeichnet; dabei gewinnt man den weiteren Vorteil, dass störende thermoelektrische Effekte nicht genügend Zeit zu ihrer Ausbildung finden. Auf

---

[1]) Vgl. z. B. W. Meissner in W. Wien und F. Harms: Hadb. d. Experimentalphysik **11.2**, S. 323.

[2]) A. Perrier, Helv. Phys. Acta **24**, 637 (1951); **25**, 469 (1952).

Grund dieser Überlegungen haben wir eine einfach zu realisierende Methode entwickelt, die sich für die Messung des Hall-Effekts an festen wie an flüssigen Stoffen eignet (Fig. 1b).

Eine kreisförmige Scheibe befindet sich in einem zu ihrer Ebene senkrechten homogenen Magnetfeld H. Durch eine zeitliche Änderung $\dot{H}$ werden in der Scheibe Kreisströme der Dichte j_φ induziert. Gleichzeitig wirkt das Magnetfeld auf die Induktionsströme und

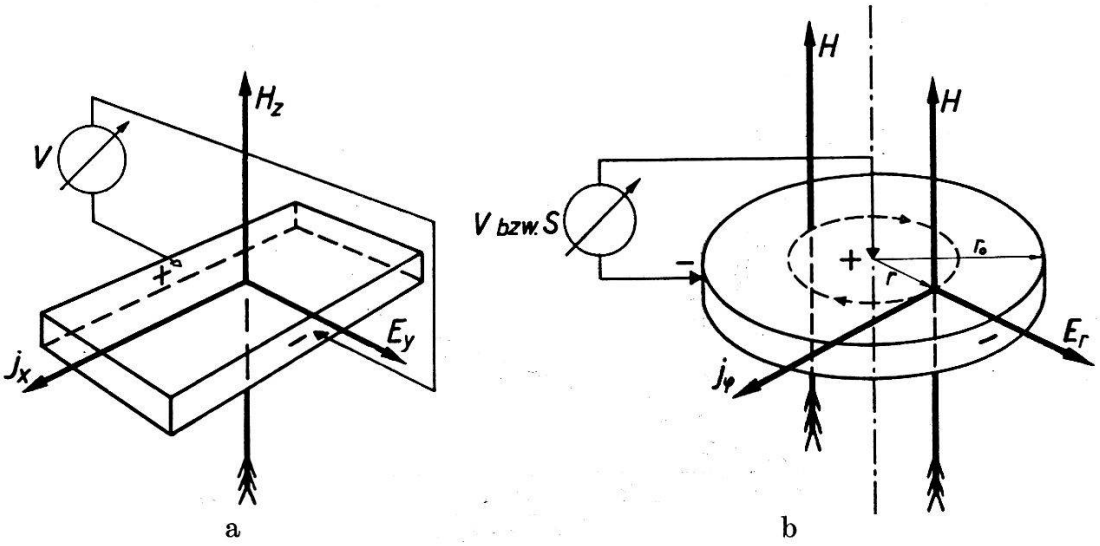


Fig. 1.
Prinzip der Methoden zur Messung des Hall-Effekts.
a) Konventionelle Methode. b) Mit induzierten Strömen.

verursacht eine radiale Hall-Feldstärke E_r. Gemessen wird eine Spannung V bzw. ein Spannungsstoss S, deren Berechnung für eine Substanz mit der Hall-Konstante $R > 0$, der elektrischen Leitfähigkeit σ und der Permeabilität $\mu = 1$ anschliessend erfolgt.

Für einen Kreis vom Radius r liefert das Induktionsgesetz

$$\oint E_\varphi ds = -\mu_0 \dot{H} \int df$$

eine tangentiale Feldstärke

$$E_\varphi = -\frac{1}{2} \mu_0 r \dot{H}$$

und damit eine Induktionsstromdichte

$$j_\varphi = -\frac{1}{2} \mu_0 \sigma r \dot{H} .$$

Ist $\dot{H}$ positiv, so gibt das Minuszeichen an, dass der Induktionsstrom entgegengesetzt dem positiven Drehsinn umläuft.

Man sieht in Fig. 1, dass j_φ und H in derselben Weise wie j_x und H_z bei der konventionellen Methode orientiert sind. Dementspre-

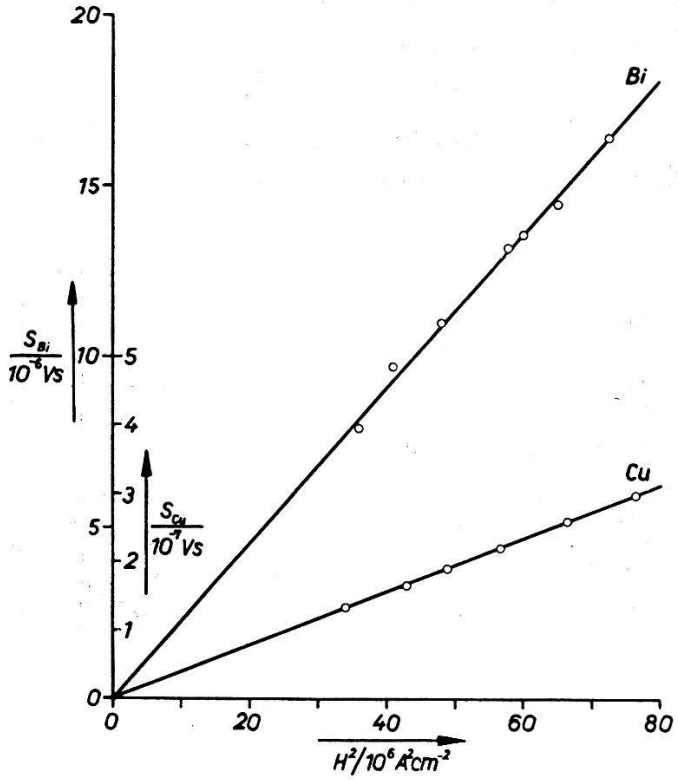


Fig. 2.
Hall-Spannungsstoss S in Funktion von H^2 für polykristalline Proben aus technischem Wismut und Elektrolytkupfer bei Zimmertemperatur.

chend ist die Hall-Feldstärke E_r radial nach aussen gerichtet und berechnet sich analog Gleichung (1) zu

$$E_r = \frac{1}{2}\,\mu_0^2\,R\,\sigma\,r\,H\,\dot{H}\,. \tag{2}$$

Die Hall-Spannung zwischen Zentrum und Rand der Scheibe vom Radius r_0 ist dann

$$V = -\int_{r=0}^{r_0} E_r\,dr = -\frac{1}{4}\,\mu_0^2\,R\,\sigma\,r_0^2\,H\,\dot{H}\,. \tag{3}$$

Der Hall-Spannungsstoss beim Anwachsen des Magnetfeldes von 0 auf H wird unter der üblichen Voraussetzung, dass R und σ unabhängig von H sind,

$$S = \int_{t=0}^{\infty} V\,dt = -\frac{1}{8}\,\mu_0^2\,R\,\sigma\,r_0^2\,H^2. \tag{4}$$

Das negative Vorzeichen bedeutet, dass bei Stoffen mit positiver Hall-Konstante (anomaler Hall-Effekt!) der Probenrand negativ wird.

Das Experiment steht in voller Übereinstimmung mit den theoretischen Betrachtungen, was die nachfolgenden Messergebnisse bestätigen.

Zur Messung kommt die Probe (bei unseren Versuchen mit $2\,r_0 = 48$ mm Durchmesser) zwischen die Polschuhe eines mit Gleichstrom erregten Elektromagneten. Wir bestimmen die beim Ein- und Ausschalten des Magneten erzeugten Hall-Spannungsstösse mit einem für ballistischen Gebrauch geeigneten photoelektrischen Galvanometer-Verstärker. Die beiden einzigen Kontakte an der Probe, welche im Mittelpunkt und am Umfang derselben anzubringen sind, stellen wir mit Hilfe eines passenden Halters her. Der durch Induktion in den Leitungen zum Galvanometer auftretende Spannungsstoss kann durch Umpolen des Magnetfeldes eliminiert werden, weil dabei wohl dieser sein Vorzeichen ändert, nicht aber der in H quadratische Hall-Spannungsstoss.

Orientierende Messungen an polykristallinem, technischem Wismut bei Zimmertemperatur zeigen, dass der Hall-Spannungsstoss S proportional H^2 ist, wie es Gleichung (4) fordert; wird S über H^2 aufgetragen, so erhält man eine durch den Ursprung des Koordinatensystems gehende Gerade (Fig. 2). Aus deren Anstieg bestimmt sich die Beweglichkeit

$$R\,\sigma = -2{,}0 \cdot 10^3 \frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}},$$

eine für schwach verunreinigtes Wismut zutreffende Grösse.

Die Auswertung einer Messung an Elektrolytkupfer bei Zimmertemperatur ergibt

$$R\,\sigma = -34 \frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$$

und mit

$$\varrho = \frac{1}{\sigma} = 1{,}70 \cdot 10^{-6}\ \Omega\,\mathrm{cm} \qquad R = -5{,}8 \cdot 10^{-5} \frac{\mathrm{cm}^3}{\mathrm{As}}$$

in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den nach anderen Methoden bestimmten Werten.

Elektrische Leitfähigkeit und Hall-Effekt intermetallischer Verbindungen

von G. Busch und U. Winkler (ETH., Zürich).

Intermetallische Verbindungen sind gekennzeichnet durch eine im allgemeinen von den Komponenten verschiedene Kristallstruktur und durch ein Maximum des elektrischen Widerstandes im Widerstands-Konzentrationsdiagramm. Die kongruent schmelzenden

Verbindungen weisen überdies ein Schmelzpunktmaximum auf, wie aus den Zustandsdiagrammen ersichtlich ist.

Wir haben folgende Typen intermetallischer Verbindungen untersucht:

1. Verbindungen von Magnesium mit Elementen der 4. Gruppe des periodischen Systems, wie Mg_2Sn, Mg_2Ge, Mg_2Si, die im Fluorittypus kristallisieren.

2. Verbindungen von Magnesium mit Elementen der 5. Gruppe des periodischen Systems, die sich durch komplizierte strukturelle

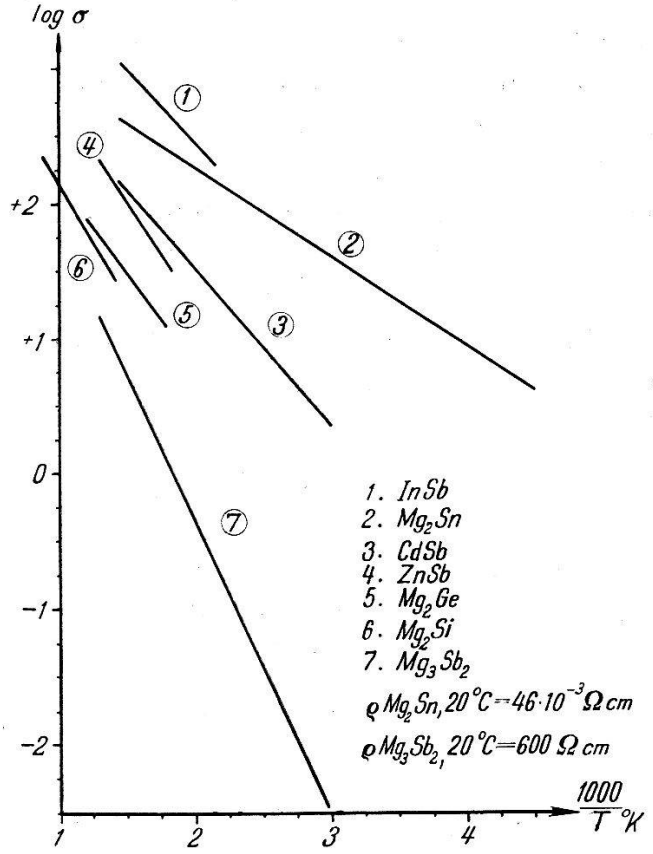


Fig. 1.

Elektrische Leitfähigkeit intermetallischer Verbindungen in den Eigenleitungsbereichen in Funktion der absoluten Temperatur $\sigma(\mathrm{Ohm}^{-1}\mathrm{cm}^{-1})$.

Verhältnisse auszeichnen. So kristallisiert beispielsweise Mg_3Sb_2 unterhalb der Umwandlungstemperatur von 930° C im A-Typ der Lanthaniden-Sesquioxyde.

3. Verbindungen von Elementen der 3. Gruppe mit solchen der 5. Gruppe, wie beispielsweise InSb, AlSb mit Zinkblendestruktur; das sind Verbindungen mit sogenannter Isotypie.

4. Rhombisch kristallisierende Verbindungen: ZnSb, CdSb.

Die polykristallinen Präparate, an denen wir unsere Messungen ausführten, wurden aus spektroskopisch reinen Substanzen (Johnson, Matthey; London) durch unmittelbares Zusammenschmelzen der Komponenten in speziell konstruierten Hochfrequenz-Drucköfen hergestellt. Als Tiegelmaterial diente reiner Graphit oder Degussit; als Schutzatmosphäre verwendeten wir gereinigtes Argon.

Geringe Überschüsse der einen oder andern Komponente können eventuell auf Gitter- oder Gitterzwischenplätzen in den Kristall eingebaut werden und wirken zusätzlich mit den Verunreinigungen der Ausgangssubstanzen als Störatome analog den Fremdatomen in den elementaren Halbleitern Si, Ge, α-Sn. Grössere Überschüsse der Komponenten werden an den Korngrenzen der Kristalle als eutektische Überschüsse angelagert und wirken als metallische Brükken. Der Einfluss sowohl der Störleitung als auch dieser Metallbrücken macht sich bei tiefen Temperaturen geltend. Charakteristisch für die Verbindung ist der Eigenleitungsbereich. Daher beschränken wir uns vorläufig auf die Untersuchung der Eigenleitungsbereiche intermetallischer Verbindungen.

Fig. 1 zeigt die Leitfähigkeit in Funktion der Temperatur einiger intermetallischer Verbindungen in den Eigenleitungsbereichen. Die Leitfähigkeit für die Eigenleitung beträgt:

$$\sigma = e \cdot n[b_E + b_L] \tag{1}$$

und die Ladungsträgerkonzentration:

$$n = p = 2\left[\frac{2\cdot\pi\cdot m\cdot k}{h^2\cdot f_n}\right]^{3/2}\cdot\left[\frac{f_n}{f_p}\right]^{3/4}\cdot T^{3/2}\cdot e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \tag{2}$$

n = Anzahl Elektronen im Leitungsband;
p = Anzahl Löcher im Valenzband;
b_E, b_L = Elektronen- bzw. Löcherbeweglichkeit;
f_n, f_p = Freiheitszahl der Elektronen bzw. der Löcher;
m = Elektronenmasse m_0;
e = Elementarladung;
ΔE = Aktivierungsenergie (Abstand des obern Randes des Valenzbandes vom untern Rande des Leitungsbandes).

Für kovalente Kristalle und rein thermische Streuung gilt nach Seitz[1])

$$b \sim T^{-3/2}. \tag{3}$$

Setzt man (2) und (3) in die Gleichung für die Leitfähigkeit (1) ein, dann erhält man unter Vernachlässigung einer Temperaturabhängigkeit der Freiheitszahlen:

$$\sigma = A \cdot e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}. \tag{4}$$

Die unter diesen Annahmen (Eigenleitung, thermische Streuung in kovalenten Kristallen, Temperaturunabhängigkeit der Freiheitszahlen) ermittelten Aktivierungsenergien betragen:

Mg_2Sn	0,26 eV	Mg_3Sb_2	0,82 eV
Mg_2Ge	0,55 eV	InSb	0,50 eV
Mg_2Si	0,7 eV	CdSb	0,48 eV
	ZnSb 0,56 eV.		

Ob das $T^{-3/2}$-Gesetz für die Beweglichkeiten bei hohen Temperaturen in intermetallischen Verbindungen auch gilt, können erst Präzisionsmessungen des Hall-Effektes zeigen. Da die Bindungskräfte in intermetallischen Verbindungen mindestens zum Teil heteropolarer Natur sind, ist mit Abweichungen vom $T^{-3/2}$-Gesetz zu rechnen.

Mg_2Sn wurde von Robertson und Uhlig[2]) untersucht. Ihre Resultate stimmen mit den unsern überein. Die Messungen von Boltaks[3]) an Mg_2Sn unterscheiden sich dagegen erheblich von unsern Resultaten, was wahrscheinlich darauf zurückzuführen ist, dass Boltaks seine Messungen an Pulverpräparaten ausführte.

CdSb wurde eingehend von Justi und Lautz[4]) untersucht.

Über Messungen an Verbindungen mit Isotypie, wie InSb, AlSb, GaSb, hat Welker[5]) erstmals berichtet.

Fig. 2 zeigt die Hall-Konstante und die elektrische Leitfähigkeit der Verbindungen: Mg_2Sn, Mg_2Ge, Mg_2Si. Für den Eigenleitungsbereich beträgt die Hall-Konstante im nicht entarteten Fall:

$$R = -\frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{e \cdot n} \left[\frac{b_E - b_L}{b_E + b_L}\right]. \tag{5}$$

Analog der Gleichung für die Leitfähigkeit (4) erhalten wir aus (2) und (5) für die Hall-Konstante

$$R = B \cdot T^{-3/2} \cdot e^{+\frac{\Delta E}{2kT}}. \tag{6}$$

Tatsächlich finden wir bei einigen Proben das $T^{-3/2}$-Gesetz bei hohen Temperaturen bestätigt, dagegen treten bei andern Proben starke Abweichungen auf. Die Ursache für dieses Verhalten werden wir weiter untersuchen. Um eine erste Abschätzung für die Beweglichkeiten zu erhalten, bilden wir aus (1) und (5) das Produkt σR:

$$\sigma \cdot R = -\frac{3\pi}{8}[b_E - b_L]. \tag{7}$$

Aus (1) und (7) ergeben sich explizite Ausdrücke für die Beweglichkeiten b_E und b_L. Setzen wir die effektiven Massen gleich der Elektronenmasse m_0, d.h. $f_n = f_p = 1$, dann erhalten wir für $T = 700°$K

Beweglichkeiten von der Grössenordnung 200 $cm^2 Volt^{-1} sek^{-1}$, für $T = 1000^0 K$ solche von 100 $cm^2 Volt^{-1} sek^{-1}$.

Wie alle Halbleiter zeichnen sich die intermetallischen Verbindungen durch hohe Thermospannungen aus, die in komplizierter

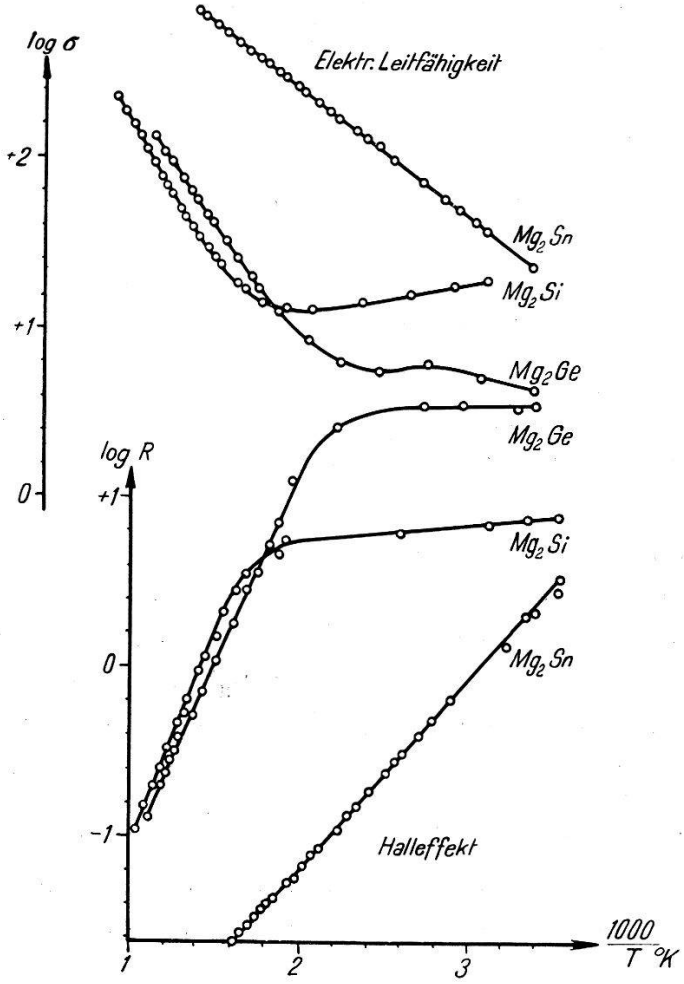


Fig. 2.

Elektrische Leitfähigkeit und Hall-Effekt intermetallischer Verbindungen mit Fluoritstruktur. $\sigma(Ohm^{-1} cm^{-1})$; $R(cm^3 Coul^{-1})$.

Weise von der Temperatur abhängen. So beträgt die differentielle Thermospannung von Mg_3Sb_2 + 500 $\mu V/^0K$, von Mg_2Ge —500 $\mu V/^0K$ bei einer Temperatur von $450^0 K$.

Literatur.

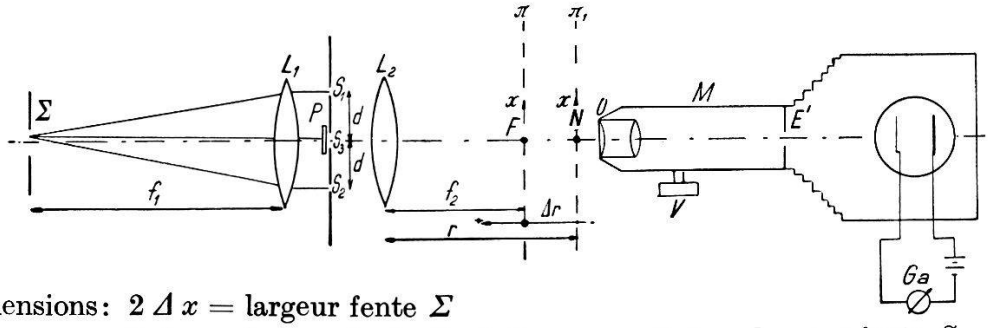
1) F. Seitz, Phys. Rev. **73** (1948).
2) W. D. Robertson und H. H. Uhlig, Metals Technology, 1948.
3) I. B. Boltaks, J. techn. Physik USSR. **20** (1950).
4) E. Justi und G. Lautz, Ztsch. f. Naturf. **7a** (1952).
5) H. Welker, Ztsch. f. Naturf. **7a** (1952).

*

Méthode de mesure précise d'une petite différence de phase

par B. VITTOZ (E. P. U. L., Lausanne).

Introduction. Trois fentes parallèles équidistantes S_1, S_2, S_3 sont éclairées de façon uniforme par un faisceau de rayons parallèles provenant d'une source monochromatique Σ parallèle à ces fentes et de brillance B_0. Les fentes latérales S_1 et S_2 sont identiques. Un



Dimensions: $2\,\Delta x$ = largeur fente Σ
$2\,A$ = largeur fente S_1 et S_2 — $2\,A_3$ = largeur fente S_3
$2\,B$ = hauteur fente S_1 et S_2 — $2\,B_3$ = hauteur fente S_3

Fig. 1.

microscope M permet l'observation de la figure de diffraction, produite par ces trois fentes, au voisinage du plan focal π d'une lentille L_2 supposée sans aberrations (fig. 1). Il s'agit de déterminer le déphasage α du faisceau passant par S_3 par rapport au faisceau passant par S_1, produit par exemple par une lame P. On observe dans le plan π' une répartition d'intensité obéissant à la loi:

$$I(p, \varphi) = 2\,I_1 + 2\,I_1\,\gamma_{12} \cos 2\,p\,\pi + I_3 + 4\sqrt{I_1\,I_3}\,s\,\gamma_{13} \cdot \cos p\,\pi \cdot \cos \varphi$$

avec: I_1 = intensité diffractée par une fente latérale seule,
I_3 = intensité diffractée par la fente centrale seule.

On suppose que ces intensités sont indépendantes du point N, pourvu que celui-ci soit suffisamment voisin du foyer F de la lentille L_2*).

γ_{12} = facteur de cohérence partielle de phase relatif aux deux fentes latérales, qui s'introduit de façon analogue à celui de deux trous infiniment petits[1][2][3]).

γ_{13} = facteur de cohérence partielle de phase entre la fente centrale et une fente latérale.

$$\gamma_{12} = \frac{\sin k\,2\,d\,\Delta x/f_1}{k\,2\,d\,\Delta x/f_1} \qquad s\,\gamma_{13} = s \cdot \frac{\sin k\,d\Delta x/f}{k\,d\,\Delta x/f_1}$$

$s = \sqrt{\dfrac{B''}{B'}} \leqq 1$ où $2\,B'$ = hauteur de la plus longue fente
$2\,B''$ = hauteur de la plus courte fente.

*) Une des fentes étant de largeur $2\,A$ et de hauteur $2\,B$, on voit que l'intensité diffractée est proportionnelle à A^2B et non pas à $(AB)^2$.

Si la fente centrale est obturée, on a la répartition d'intensité:

$$I_0(p) = 2\,I_1\,(1 + \gamma_{12} \cos 2\,p\,\pi) \quad \text{où } p = \frac{x}{g} \text{ et } g = \frac{\lambda r}{2\,d} = \text{interfrange.}$$

Toutes les fois que $2\,\Delta x/f_1 = n\,\lambda/2\,d$ (n = nombre entier), les franges disparaissent complètement; dans ce cas il y a incohérence totale entre ces fentes latérales. Aussi peut-on dire que l'une des fentes produit un fond partiellement cohérent (fond pseudo-cohérent) par rapport à celui fourni par l'autre fente. En posant $\gamma_{12} = 1$: il y a cohérence totale, et on retrouve la formule classique des interférences de Young, mais ceci n'est possible que si la fente source à une largeur $2\,\Delta x = 0$.

Ainsi la fente centrale produit un fond pseudo-cohérent (dont la cohérence partielle est représentée par $s \cdot \gamma_{13}$) et dont la phase par rapport à celui de la fente S_1 est:

$$\varphi = \alpha + \psi \text{ avec } \psi = \frac{\pi\,d^2\,\Delta r}{\lambda\,r\,f_2}.$$

Donc par la vis micrométrique V on peut faire varier à volonté cette différence de phase φ.

Méthode de mesure d'un déphasage. Le centrage de ce dispositif étant fait, on enlève l'oculaire du microscope M et on introduit à sa place un diaphragme E' percé d'une fente rectangulaire de largeur e' et de hauteur l' parallèle aux franges d'interférences. Derrière cette fente-oculaire, on place une cellule-photoélectrique à multiplicateur d'électrons.

La cellule reçoit donc un certain flux qui est déterminé par la répartition de l'intensité I et par la position et les dimensions du conjugué E, par rapport à l'objectif 0 du microscope (grandissement G), de la fente-oculaire E'. Soit:

$x_0 = vg$ la position dans le plan π' de l'axe de E

$e = u\,\frac{g}{\pi} = \frac{e'}{G}$ sa largeur et $l = \frac{l'}{G}$ sa hauteur. Ce flux vaut:

$$\Phi(v, u, \varphi) = \frac{l\,g}{\pi}\Big[2\,I_1\,u + 2\,I_1\,\gamma_{12} \cos 2\,\pi\,v \sin u + I_3\,u + \\ + 8\sqrt{I_1\,I_3}\,s\,\gamma_{13} \cdot \cos\varphi \cos \pi\,v \sin \frac{u}{2}\Big].$$

Si la fente centrale est obturée, le flux sera:

$$\Phi_0(v, u) = \frac{l\,g}{\pi}[2\,I_1\,u + 2\,I_1\,\gamma_{12} \cos 2\,\pi\,v \sin u].$$

Par un obturateur (commandé par exemple par un petit électro-aimant) on peut envoyer successivement sur la cellule le flux Φ

(3 fentes), puis le flux Φ_0 (2 fentes latérales). Pour une certaine valeur φ_0 de φ, il y a égalité de ces deux flux. La connaissance de cette valeur et du tirage Δr du microscope qui satisfait cette égalité permet de déterminer le déhasage α.

Précision. L'ensemble multiplicateur-galvanomètre de mesure du courant photo-électrique est sensible à une différence minimum Δ de ces deux flux, ce qui provoque sur φ_0 une erreur ε que l'on désire rendre minimum. Ceci est réalisé si:

$\cos \pi v = \pm 1$ prenons $v = 0$, c'est-à-dire que le diaphragme E se trouve sur l'axe de la figure de diffraction.

$s = 1$, c'est-à-dire que les fentes doivent être de même hauteur.

$$\sqrt{\frac{I_3}{I_1}} = 2\sqrt{2}\,\gamma_{13}\frac{\sin u/2}{u/2}\left(= \frac{A_3}{A} -\right)$$

et

$$k\,d\,\frac{2\,\Delta x}{f_1} = k\,d\,\frac{e}{f_2} = 2{,}32 \quad \text{ou} \quad \gamma_{12} = 0{,}32$$

d'où $\sqrt{I_3/I_1} = 1{,}77$. On remarque que la sensibilité est maximum lorsque la fente-oculaire est l'image de la fente-source formée par les lentilles L_1, L_2 et le microscope. Ces conditions étant réalisées:

$$\varphi_0 = \pm\frac{3\pi}{4} + 2\,n\,\pi \text{ et la sensibilité: } \Delta = \pm\,\varepsilon\,3{,}4\,\frac{\lambda\,l\,B_0}{f_2\,d^2}\,A^2 B.$$

B_0 est la brillance de la source mesurée à l'échelle de la sensibilité de la cellule et du galvanomètre.

En calorifugeant soigneusement tout le dispositif afin d'éviter les fluctuations du flux Φ (3 fentes) causées par des variations thermiques des indices de réfraction (de l'air, de la lame D, etc.), nous sommes arrivés à une précision de $\lambda/1000$ sur la mesure du déphasage exprimé en unités de longueur d'onde.

Mesures. Pour une valeur de α, dont on prend la détermination principale (comprise entre $-\pi$ et $+\pi$), il y a deux positions du microscope assurant un égalité des flux successifs, ce qui permet de déterminer avec grande précision la valeur exacte de φ_0 (qui doit être de $\pm\,3\,\pi/4$ si les dimensions du dispositif remplissent exactement les conditions requises pour le maximum de sensibilité).

Avec cette méthode, on peut également mesurer des variations de phase (indice de réfraction et épaisseur). Par réflexion sur une lame d'argent opaque sur laquelle a été déposée, suivant une bande, une couche mince d'argent, nous avons pu déterminer l'épaisseur de cette couche à $\pm$ 5 Å.

Nous pensons perfectionner ce dispositif en remplaçant le galvanomètre par un amplificateur accordé sur la fréquence de l'obturateur, ce qui donnerait directement la différence des flux successifs.

Comme la mesure se fait par une méthode de zéro, une variation de la sensibilité de la cellule et une non-linéarité de la mesure du flux font varier un peu la précision, mais ne modifient pas la valeur du résultat.

Bibliographie.

[1]) F. Zernicke, Physica **5**, 785 (1938).
[2]) H. H. Hopkins, Proc. Roy. Soc. [A] **208**, 263 (1951).
[3]) P. M. Duffieux, Revue d'optique **32** (3), 129 (1953).

L'enregistrement magnéto-graphique de fréquences acoustiques

(Magnétophones diviseurs de fréquences pour oscillographes encreurs.)

par J. Dreyfus-Graf (Genève).

Les oscillographes mécaniques, tels qu'électro-dynamiques, ne permettent pas d'enregistrer directement, avec de l'encre sur du papier, des fréquences supérieures à quelques centaines de cycles par seconde.

En effet, selon la fig. 1, chaque scripteur SED est affligé d'une masse M (gramme-masse), dont la force d'inertie ne peut être contre-balancée que jusqu'autour de la fréquence de résonance f_r ($\sec^{-1}$) par la force élastique d'un ressort, d'élasticité E (cm: gramme-force). La fréquence f_r est environ $(2\pi \cdot \sqrt{M \cdot E})^{-1}$, selon l'équation (1). Selon la fig. 3, son effet perturbateur sur l'enregistrement peut être compensé par un système de filtres électriques F_1, F_2, accordés sur la même fréquence f_r, de sorte que les oscillogrammes restent linéaires entre 0 et 1,15 f_r (Hz), et lisibles jusqu'au quintuple de cette fréquence, avec une perte de 12 decibels environ.

Quand on désire doubler ces limites, sans changer la masse M, il faut quadrupler la dureté $1/E$ du ressort de rappel. Ainsi la puissance nécessaire P (watt) augmente avec la puissance quatre de la fréquence-limite, selon (2).

Les constructions pratiques diminuent la masse M, en raccourcissant l'aiguille du scripteur, à mesure qu'elles augmentent la dureté $1/E$, car on accepte une réduction de l'amplitude graphique a (cm) en échange d'une extension du domaine de fréquences. Or, la puissance P décroît avec le carré de l'amplitude a.

Ainsi, à l'optimum, la puissance nécessaire P (watt) augmente avec le cube seulement de la fréquence de résonance f_r ($\sec^{-1}$), selon l'équation (3).

La courbe de la fig. 2 montre la puissance spécifique P/a^2 (watt/cm²) en fonction de f_r, pour une amplitude graphique $a = 1$ (cm) = constante, et une constante d'appareil $K = 10^{-5}$, à titre d'exemple pratique, avec un rendement de 50%.

On s'aperçoit qu'au-dessus d'une fréquence $f_r = 150$ Hz, la puissance nécessaire P atteint des valeurs prohibitives de 50 ou 100 watt,

Fig. 2.
Puissance spécifique (W/cm²) d'un scripteur SED en fonction de f_r.

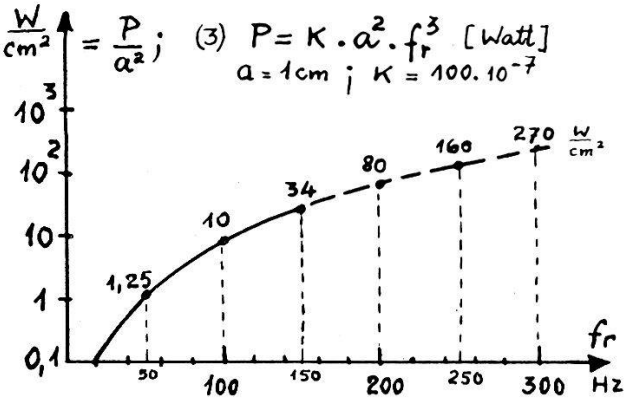
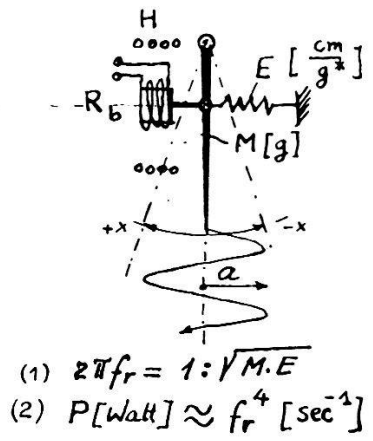


Fig. 1.
Schéma mécanique d'un scripteur SED.



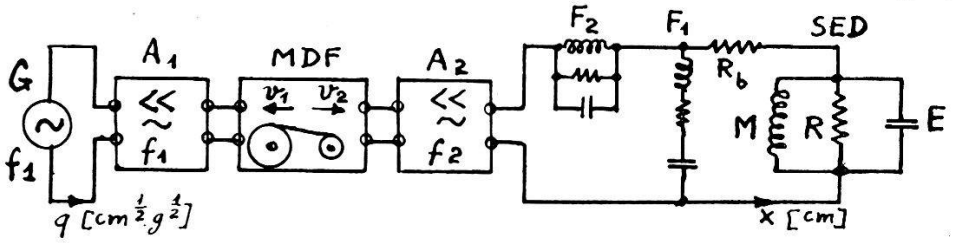


Fig. 3.
Schéma électro-mécanique d'un magnéto-graphe.

qui sont incompatibles avec l'échauffement admissible d'une bobine mobile, ainsi qu'avec des amplificateurs normaux.

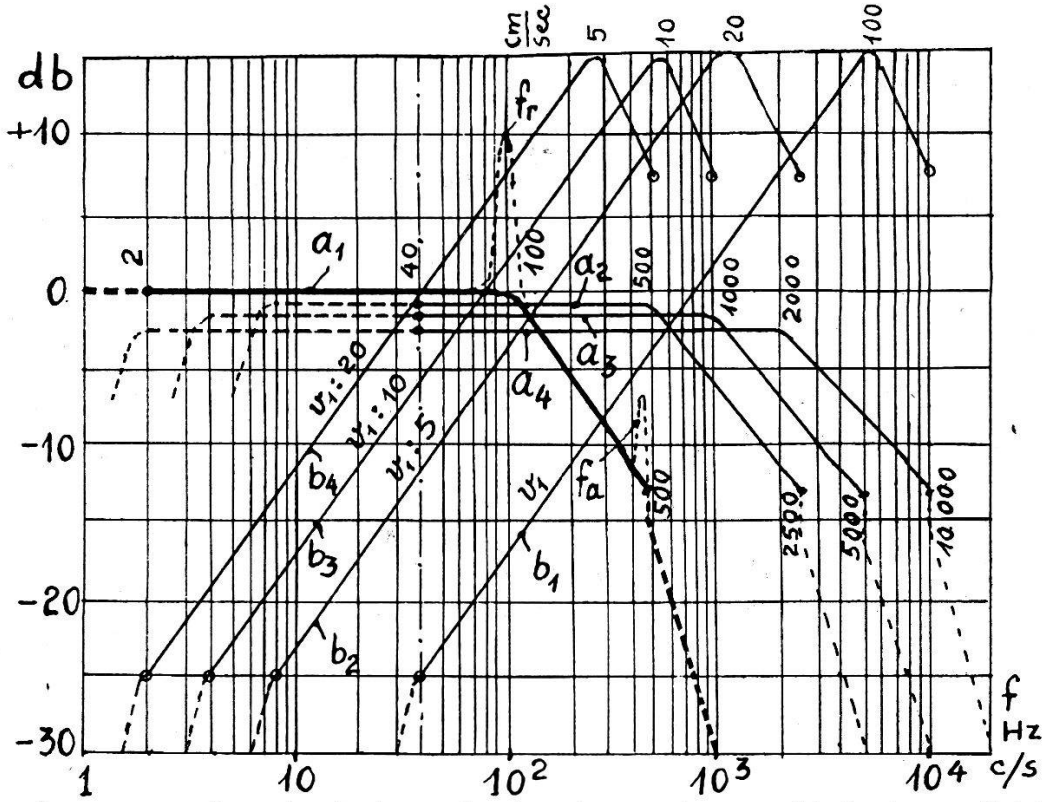
Comment faire pour enregistrer quand-même, avec de l'encre sur du papier, des fréquences de quelques milliers de hertz?

Il existe un moyen: ralentir le rythme des inscriptions et accorder au scripteur plus de temps pour les exécuter.

En effet, toute information exige une bande de fréquence Δf ($\sec^{-1}$) et un temps t (sec), dont le produit est une constante qui dépend du système de transmission. En multipliant le temps par

un coefficient D, on peut diviser les fréquences par ce même coefficient, sans rien changer à l'information.

Pour exécuter cette opération, il faut un «magasin» ou une «mémoire». Dans l'état actuel de la technique, c'est le magnéto-



vitesses enrg.	vitesses reprd.	courbes phonie enrg.	courbes phonie reprd.	(magnétophone) fréquences reprod.	courbes graphie (scripteur SED 4) repr.	fréquences linéaires (lisibl.)
v_1	v_1	b_1	b_1	40—10.000	(a_1)	40— 100— (500)
v_1	$v_1:5$	b_1	b_2	40— 2.500	a_2	40— 500— (2.500)
v_1	$v_1:10$	b_1	b_3	40— 1.000	a_3	40—1.000— (5.000)
v_1	$v_1:20$	b_1	b_4	40— 500	a_4	40—2.000—(10.000)
$v_1:5$	$v_1:10$	b_2	b_4	8— 500	(a_2)	8— 400— (2.000)
$v_1:10$	$v_1:20$	b_3	b_4	4— 500	(a_3)	4— 200— (1.000)
direct	ampli	—	—	— —	a_1	2— 100— (500)

Fig. 4.
Courbes en fonction de la fréquence,
a) amplitudes graphiques scripteur; b) tensions induites magnétophone.

phone qui offre la «mémoire» la plus pratique, car on peut l'effacer et la régénérer à volonté.

Selon la fig. 3, le générateur G expédie une fréquence f_1 (comprise entre 40 et 10000 Hz, par exemple) dans la mémoire du magnétophone diviseur de fréquences MDF, par l'intermédiaire de l'amplificateur A_1. Cette fréquence est enregistrée dans la bande magnétique à la vitesse v_1, puis reproduite à la vitesse v_2, qui est D fois plus petite, où $D = 5$, 10 ou 20 par exemple. Ainsi la fréquence f_1

devient f_2, qui est D fois plus petite, et le temps de reproduction est D fois plus long.

Dans le cas où $D = 20$, le scripteur SED enregistre des fréquences f_2 comprises désormais entre 2 et 500 Hz, ce qui lui permet de reproduire les fréquences originelles f_2 comprises entre 40 et 10000 Hz.

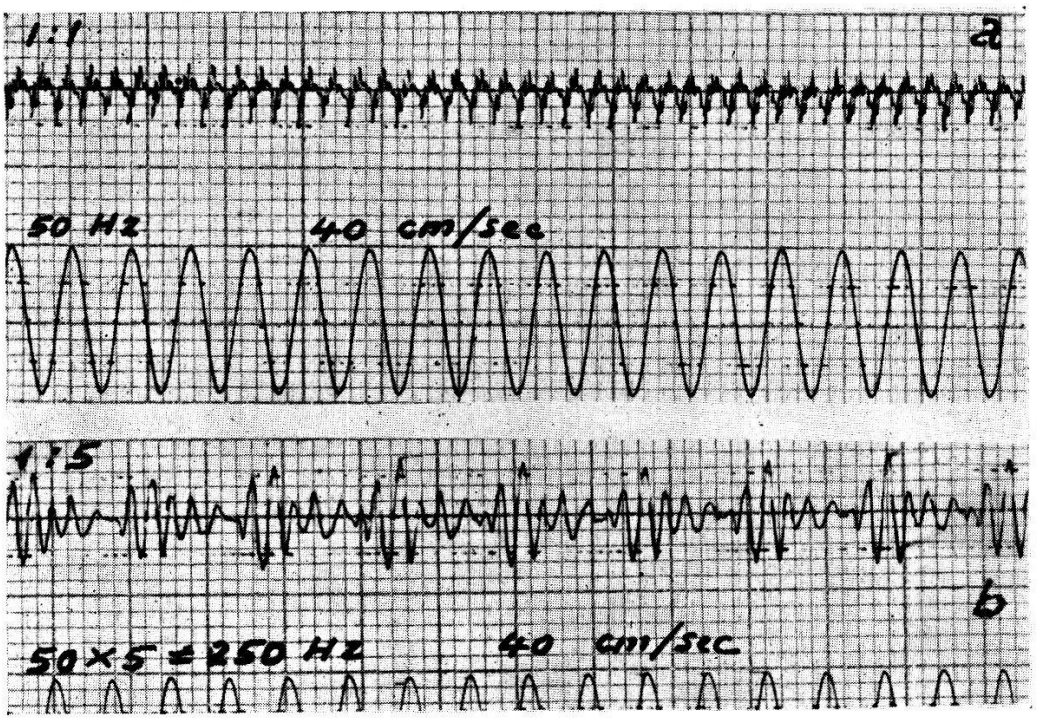


Fig. 5.

Magnétogrammes de la voyelle A

a) enregistr. et reprod. magnét. 15 cm/sec
b) enregistr. 15 cm/sec, reprod. 3 cm/sec; 1:5.

Toutefois, le magnétophone comporte une courbe de fréquence b_1 qui monte à raison de 6 *db* par octave, selon la fig. 4. On ne peut normalement le corriger que sur 7 octaves environ, les amplificateurs A_1 et A_2 étant adaptés en conséquence.

Ainsi, la courbe b_1 se déplace parallèlement en b_2 à b_4, quand les vitesses d'enregistrement magnétiques varient entre v_1 et v_1: 20, et la courbe d'enregistrement graphique a_1 se prolonge selon a_2 à a_4. Le tableau de la fig. 4 résume les bandes de fréquences linéaires et lisibles obtenues par divisions de fréquence 1:5, 1:10, 1:20, avec un scripteur électro-dynamique SED 4.

Un détail pratique est encore à noter: quand l'enregistrement graphique s'effectue sur papier transparent, on peut économiser le temps fastidieux de rebobinage magnétique et de recherche du

point initial. La reproduction magnétique s'effectue en sens contraire de l'enregistrement. Puis on regarde le graphique à l'envers par transparence, ce qui permet de rétablir mentalement le sens naturel du temps.

D'autres perfectionnements pourront être communiqués ultérieurement.

Les fig. 5 et 6 montrent des magnétogrammes de la voyelle *A* et du bruit d'une horloge, a) en fréquences directes, b) en fréquences

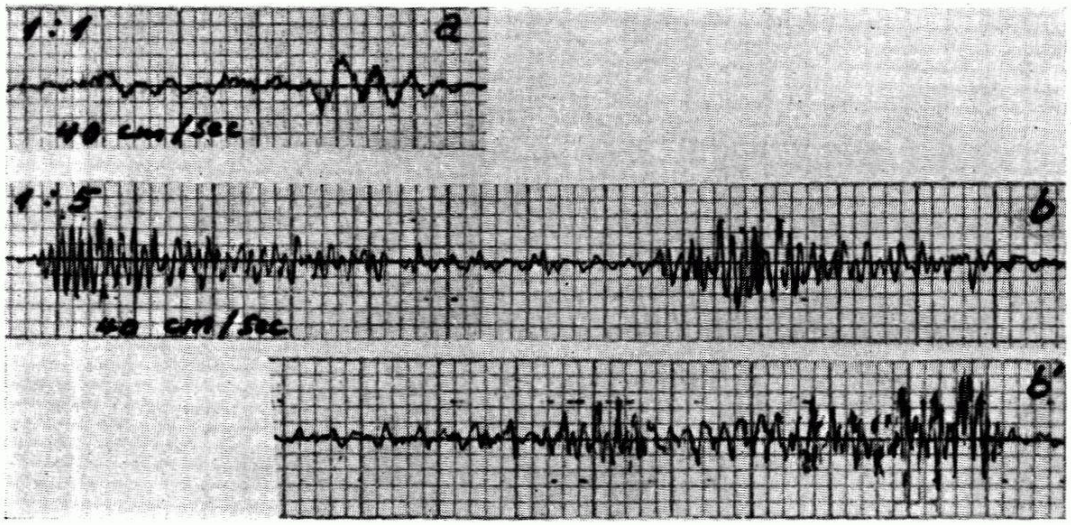


Fig. 6.
Magnétogrammes du tic-tac d'horloge
a) enregistr. et reproduct. magnét. 15 cm/sec
b) enregistr. 15 cm/sec, reprod. 3 cm/sec; 1:5.

divisées par $D = 5$, où l'on reconnaît le formant à 1000 Hz du *A*, resp. la vibration à 2000 Hz de l'horloge.

Il s'agit d'expériences effectuées sans amplificateurs exactement adaptés, le magnétophone MDF étant actuellement en préparation.

(Pour les caractères constructifs des oscillographes électro-dynamiques, voir les publications de l'auteur dans «Microtecnic», Lausanne, n⁰ 1, 1951 et 1953.)

Strahlenmessung mit chemischen Mitteln

von W. Minder (Radium-Institut, Bern).

Die Bestimmung der an ein System abgegebenen Gesamtstrahlenenergie (Strahlendosis) ist dann eine relativ schwierige Aufgabe, wenn das System mit grösserer Intensität (Dosisleistung) bestrahlt wird, oder wenn es sich um Mischstrahlungen (z. B. β-Strahlung neben γ-Strahlung, oder γ-Strahlung neben Neutronen) handelt. In

all diesen Fällen führt eine Messung mit konventionellen Methoden kaum zum Ziel, wenn man nicht an den Messergebnissen Korrekturen von der Grössenordnung des Messwertes anbringen will. Man wird deshalb derartige Aufgaben zu berechnen versuchen, wenn die Voraussetzungen dies erlauben. Die Aufgabe wird aber sofort sehr wesentlich komplizierter, wenn die Strahlungsaufnahme oder -abgabe eines Systems bestimmter Beschaffenheit und Form bestimmt werden soll [sogenannter „Geometriefaktor" (Glied mit $4\pi\{\ldots\}$ der folgenden Gleichungen) der Strahlenverteilung]. Es ist deshalb für zahlreiche praktisch wichtige Aufgaben, wie etwa die Strahlungsaufnahme bei therapeutischen Bestrahlungen (5,6) oder die Strahlungsverteilung in einem Atomreaktor (10) von Bedeutung, ein Messverfahren zu besitzen, das eine sichere experimentelle Kontrolle erlaubt. Hierzu sind insbesondere irreversible strahlenchemische Reaktionen geeignet.

Den einfachsten derartigen Fall stellt die Strahlungsaufnahme und -abgabe einer homogen mit strahlender Substanz erfüllten Kugel dar, der vollständig berechenbar ist (7,8):

$$D_i = K\varrho\cdot 4\pi\left\{\frac{1}{\mu}+\frac{e^{-\mu(R+C)}}{4\mu}\left[\frac{R}{C}-1+\frac{1}{\mu C}\right]-\right.$$

$$\left.\frac{e^{-\mu(R-C)}}{4\mu}\left[\frac{R}{C}+1+\frac{1}{\mu C}\right]+\frac{1}{4}\left(\frac{R^2}{C}-C\right)\int_{R-C}^{R+C}\frac{e^{-\mu r}}{r}\,dr\right\}\text{(Punkt innen)} \qquad (1)$$

$$D_a = K\varrho\cdot 4\pi\left\{\frac{e^{-\mu(C-R)}}{4\mu}\left[\frac{R}{C}+1-\frac{1}{\mu C}\right]+\right.$$

$$\left.\frac{e^{-\mu(C+R)}}{4\mu}\left[\frac{R}{C}-1+\frac{1}{\mu C}\right]+\frac{1}{4}\left(\frac{R^2}{C}-C\right)\int_{C-R}^{R+C}\frac{e^{-\mu r}}{r}\,dr\right\}\text{(Punkt aussen)} \qquad (2)$$

$$D_c = K\varrho\cdot 4\pi\,\frac{1-e^{-\mu R}}{\mu}\quad\text{(Zentrum)} \qquad (3)$$

$$D_o = K\varrho\cdot 4\pi\,\frac{2\mu R+e^{-2\mu R}-1}{4\mu^2 R}\quad\text{(Peripherie)}. \qquad (4)$$

Dabei bedeuten μ den Schwächungskoeffizienten der Strahlung, R den Radius der Kugel, C die Zentraldistanz des betrachteten Punktes und ϱ die „Dichte" der strahlenden Substanz, die beispielsweise in mc/cm³ ausgedrückt werden kann. Die Grösse K ist bestimmt durch die Wahl der Masseinheiten der aufgenommenen oder abgegebenen Strahlung und nach Eve gegeben durch

$$D = KM\frac{e^{-\mu r}}{r^2}\,;\ \text{für } M = r = 1 \text{ und } \mu = 0$$

und stellt die Strahlenenergiemenge in 1 cm Entfernung von einem punktförmigen Strahler mit dem Gehalt $M = 1$ in der Zeiteinheit dar. Diese Grösse wird für $M = 1$ mc und die Zeit von 1 h als „Dosiskonstante" (MINDER, 1937) bezeichnet. Sie berechnet sich allgemein zu (3):

$$K = 13{,}32 \cdot 10^{10} \frac{\Sigma p_i \cdot E_i \cdot \mu_i}{4 \pi n W} \, r/mch$$

wobei: p_i Zahl der Quanten oder Korpuskeln der Energie E_i pro Zerfall; μ_i Schwächungskoeffizient pro cm Luft; $n = 2{,}082 \cdot 10^9$: Zahl der Ionenpaare pro e. st. E. und cm³ Luft; $W \approx 32{,}5$ eV: Energieabgabe pro Ionenpaar.

Zur Kontrolle der skizzierten Berechnungen wurden zwei Versuchsreihen durchgeführt unter Verwendung der bestbekannten (2, 4, 5, 6, 10) Strahlenoxydation $Fe^{++} \rightarrow Fe^{+++}$ (n/500 $FeSO_4$ in 0,8 n H_2SO_4). Hierzu wurde zur „internen" Bestrahlung Rb^{86} mit einer Konzentration von $0{,}154_2$ mc/cm³ (+ 0,0348 mc S^{35}/cm³ als Beimengung von der Neutronenbestrahlung her, Präzisionsmessung des A.E.R.E. HARWELL) in genau kugelförmigen, 600 cm³ fassenden Gefässen verwendet. Die zeitliche Strahlenenergiezunahme folgte unter Zugrundelegung einer nach ZAFFARANO und Mitarbeitern[11]) berechneten mittleren β-Energie von $\bar{E} = 0{,}765$ MeV für das Rb^{86} der Gleichung:

$$D_{(t)} = [10{,}9\,(1 - e^{-0.0356\,t}) + 0{,}84\,(1 - e^{-0.00798\,t})] \cdot 10^{12}\,\mathrm{MeV/cm^3},$$

wenn t in Tagen ausgedrückt wird, wobei die Koeffizienten $10{,}9 \cdot 10^{12}$ MeV/cm³ und $0{,}84 \cdot 10^{12}$ MeV/cm³ den Strahlenmengen bei $t = \infty$ für die verwendeten Konzentrationen Rb^{86} und S^{35} entsprechen.

Die Ergebnisse sind für Rb^{86}(+ S^{35}) (β- + γ-Strahlung)

mit O_2-Sättigung: $G_0 = 14{,}6 \pm 0{,}3$ Aequivalente/cm³ · 100 eV oxydiert,

mit N_2-Sättigung: $G_N = 7{,}2 \pm 0{,}2$ Aequivalente/cm³ · 100 eV oxydiert.

Die Werte verhalten sich wie 2:1 [vgl. (1,9)].

Zur Messung der „externen" Strahlung wurden 2 Versuche mit Co^{60} unternommen*), wobei sich die Co^{60}-Lösung mit 86,6 mc (Präzisionsmessung A.E.R.E. HARWELL) in einer 52 cm³ fassenden Kugel befand, die je von einer konzentrischen Kugel in 1,08 cm, bzw. in 2,38 cm Abstand umgeben war, in welche die $FeSO_4$-Lösung eingefüllt war. Da hierbei der Zerfall des Co^{60} nicht berücksichtigt

*) Herr Dr. G. PORRETTI hat mich bei der Präparation der Co-Lösung und der Herstellung der Bestrahlungsgefässe unterstützt.

zu werden brauchte, so musste die mittlere Gesamtenergie in der $FeSO_4$-Lösung proportional mit der Zeit t ansteigen gemäss der formalen Gleichung (vgl. Gleichung 2):

$$\overline{D} = \frac{3\,t}{(C_0^3 - R^3)} \int_R^{C_0} C^2 D_a \, dC,$$

wobei für die Dosiskonstante für die γ-Strahlung des Co^{60} der Wert von $K = 13{,}5$ r/mch verwendet wurde (3). Das obige Integral wurde aus zur Verfügung stehenden Kurven (8) graphisch gelöst. Das Gesamtergebnis dieser Versuchsreihe lautet:

mit O_2-Sättigung: $G_0 = 14{,}4 \pm 0{,}2$ Aequivalente/$cm^3 \cdot 100$ eV oxydiert,

wobei die Werte für das kleinere Gefäss $14{,}6 \pm 0{,}3$, für das grössere $14{,}1 \pm 0{,}4$ betrugen. Der Unterschied ist wahrscheinlich auf eine nicht ganz genaue Zentrierung der beiden konzentrischen Kugeln bei dem grössern Gefäss zurückzuführen.

Neueste Literaturwerte lauten:

HARDWICK[2])	HTO-β-Strahlung	$G = 15{,}6$
GORDON, HART und WALSH[4])	HTO-β-Strahlung	$G = 15{,}4$
GHORMELY und HOCHANADEL[4])	Co^{60}-γ-Strahlung	$G = 15{,}5$.

Das skizzierte Verfahren der Messung von Gesamtstrahlenenergiemengen auf Grund der durch sie bewirkten irreversiblen chemischen Reaktionen (insbesondere $Fe^{++} \rightarrow Fe^{+++}$ unter standardisierten Bedingungen) erlaubt eine relativ genaue Kontrolle der zur Berechnung notwendigen Konstanten, insbesondere aber eine Messung bei schwer überblickbaren geometrischen Verhältnissen und bei Strahlengemischen.

Literatur.

1) O. A. ALLEN, Radiation Chemistry, Disc. Faraday Soc. 79 (1952).
2) T. J. HARDWICK, Radiation Chemistry, Disc. Faraday Soc. 203 (1952).
3) L. D. MARINELLI, E. H. QUIMBY und G. HINE, Americ. J. Röntg. **59**, 260 (1948).
4) N. MILLER und J. WILKINSON, Radiation Chemistry, Disc. Faraday Soc. 50 (1952).
5) W. MINDER, Radiol. Clin. **20**, 286 (1951).
6) W. MINDER, Radiation Chemistry, Disc. Faraday Soc. 316 (1952).
7) W. MINDER und H. SCHINDLER, Strahlenther. **86**, 602 (1952).
8) W. MINDER und H. SCHINDLER, Radiol. Clin. **21**, 143 (1952).
9) J. WEISS, Nature **153**, 748 (1944); **157**, 584 (1946).
10) J. WRIGHT, Radiation Chemistry, Disc. Faraday Soc. **60** (1952).
11) D. J. ZAFFARANO, B. D. KERN und A. C. G. MITCHELL, Phys. Rev. **74**, 682 (1948).

Nachleuchten organischer Scintillatoren

von K. P. MEYER und A. MAIER (Basel).

Anlässlich von Messungen der Zerfallszeit kurzlebiger isomerer Kerne wurden verzögerte Koinzidenzen festgestellt, ohne dass verzögerte γ-Strahlung vorhanden gewesen wäre[1]). Die nähere Untersuchung zeigte, dass es sich hier um eine Lichtemission der in den Scintillationszählern verwendeten Kristalle trans-Stilben und Anthrazen handelt, welche wesentlich langsamer erfolgt, als es der wohlbekannten raschen Hauptkomponente der Fluoreszenz dieser Kristalle entspricht. In Tab. 1 sind die Halbwertszeiten und die relativen Intensitäten aller Komponenten zusammengestellt. Der

Tabelle 1.

Relative Intensitäten und Halbwertszeiten ($\tau_{\frac{1}{2}}$) in μsec für die Lichtemission von Stilben und Anthrazen.

Kristall	$\tau_{\frac{1}{2}}$ (μ sec)	Intensität	Autor
Stilben	0,0048 $\pm$ 0,0012	100	BITTMANN u.a., Phys. Rev. **87**, 83
	0,05 $\pm$ 0,012	>15	MEYER u. MAIER
	0,83 $\pm$ 0,07	*) 5,0 $\pm$ 0,7	MEYER u. MAIER
	55 $\pm$ 7	4,3 $\pm$ 0,2	JACKSON u. HARRISON[2])
Anthrazen	0,016 $\pm$ 0,003	100	BITTMANN u.a., Phys. Rev. **87**, 83
	0,12 $\pm$ 0,03	*) 4,3 $\pm$ 1,5	MEYER u. MAIER
	1,18 $\pm$ 0,12	*) 3,3 $\pm$ 0,45	MEYER u. MAIER
	33 $\pm$ 4	5,6 $\pm$ 0,4	JACKSON u. HARRISON[2])

Übersicht halber wurden auch die Messungen von JACKSON und HARRISON[2]) bei extrem langen Zeiten aufgeführt. Die 0,05-μsec-Komponente wurde mit Hilfe verzögerter Koinzidenzen gemessen. Die drei übrigen von uns festgestellten Komponenten sind mit einem schnellen Oszillographen (Anstiegszeit 10^{-8} sec) untersucht worden. Dabei erscheint die Hauptkomponente der Scintillation unaufgelöst, während die langsameren Komponenten in Teilimpulse aufgelöst werden, die je einem einzelnen Lichtquant entsprechen. Verbessert man die Lichtleitung zwischen Kristall und Photokathode, so wird, wie zu erwarten, der Hauptimpuls grösser und die Nachimpulse werden entsprechend zahlreicher. Aus der zeitlichen Verteilung und Häufigkeit der Nachimpulse sowie der Grösse des Haupt-

*) Vergleichsintensität 100 ist hier genau genommen die Totalemission in 10^{-7} sec.

impulses wurden relative Intensität und Abklingzeit der langsamen Komponenten bestimmt. Zur Erzeugung der Scintillationen wurden γ- und β-Strahlen benutzt. Dass es sich bei diesen Nachimpulsen wirklich um verzögerte Lichtemission der Kristalle und nicht um Nachimpulse der Photomultiplier[3]) handelt, wurde durch Vergleich mit scintillierenden Lösungen nachgewiesen. Auf Grund der theoretischen Vorstellungen über Energieabsorption und -transport durch die nicht fluoreszierenden Moleküle des Lösungsmittels ist in diesem Falle im allgemeinen eine einheitliche Abklingzeit der Lichtemission zu erwarten[4]). Unter identischen Versuchsbedingungen wie bei den Stilbenkristallen gab eine Lösung von *p*-Terphenyl in *m*-Xylol praktisch keine verzögerte Lichtemission. Damit sind Nachimpulse des Photomultipliers ausgeschlossen. Da Stilbenkristalle verschiedener Herkunft solche Nachimpulse zeigen, kann es sich auch nicht um eine spezielle Verunreinigung unserer Kristalle handeln.

Aus der Existenz solcher Nachimpulse ergeben sich für die Scintillationszähler folgende Konsequenzen: Sobald annähernd so tief diskriminiert wird, dass Impulse, herrührend von einem einzelnen Lichtquant, registriert werden, können verzögerte Koinzidenzen vorgetäuscht werden, und der Einzelzähler kann erheblich mehr Impulse registrieren, als es der Quellenstärke entspricht.

Eine ausführliche Veröffentlichung erfolgt demnächst in den Helv. Phys. Acta.

Literatur.

[1]) K. P. Meyer u.a., Helv. Phys. Acta **23**, 517 (1950), die dort mitgeteilte verzögerte γ-Strahlung von Hg^{198} existiert nicht.

[2]) J. A. Jackson und F. B. Harrison, Phys. Rev. **89**, 322 (1953).

[3]) Röhren von N. Schaetti mit einer Vervielfachung von 10^8—10^9, hergestellt im Inst. f. Techn. Physik, Eidg. Techn. Hochschule Zürich.

[4]) Zum Beispiel C. Reid, Phys. Rev. **88**, 422 (1952).

Détermination d'un spectre de freinage pulsé par coïncidences triples

par W. Mauderli et G. Joyet (Zürich).

Les méthodes de détermination de l'énergie du rayonnement gamma de Hofstaedter et McIntyre[1])[2]) à l'aide d'un ou deux cristaux à scintillation ne sont pas directement applicables à la mesure du spectre d'un bétatron, en raison du nombre élevé de quanta émis par expansion. On obtient des intensités plus faibles en mesurant, indirectement, les énergies diffusées par une lame de beryllium.

Dans l'effet Compton, on peut calculer l'énergie du quantum incident en mesurant, dans une direction déterminée, l'énergie du quantum diffusé ou bien l'énergie de l'électron de recul. Aux énergies élevées, de plusieurs dizaines de MeV, le diagramme de Compton s'allonge considérablement et soit pour les électrons de recul, soit pour les photons, la majeure partie de l'énergie est diffusée vers

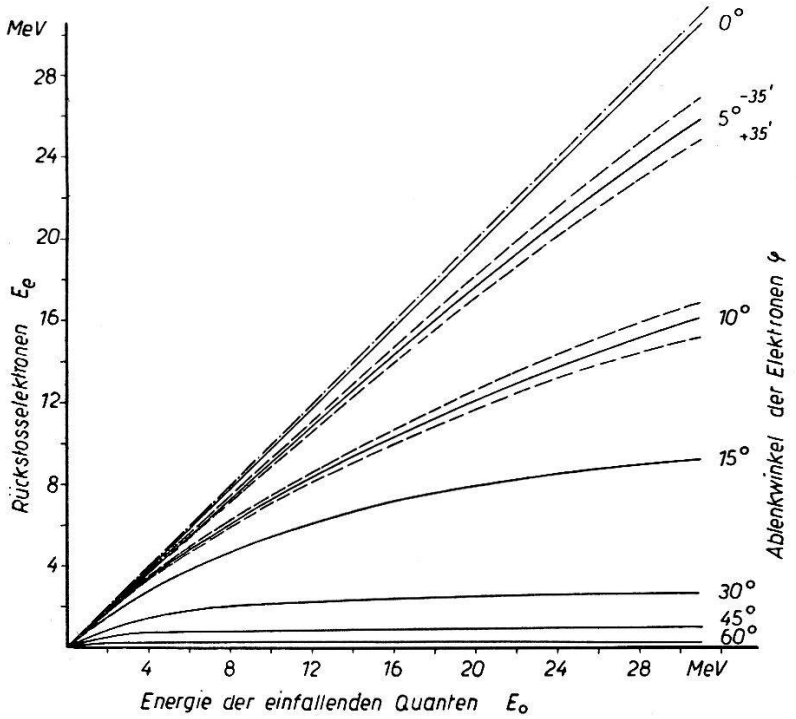


Fig. 1.

l'avant sous un angle solide très petit. Pour un grand angle de diffusion, l'énergie du quantum ou de l'électron diffusés varient peu avec l'énergie du quantum incident. La mesure de l'énergie ne devient *sensible* que si l'on prend un angle de diffusion très petit $\leqslant 5^0$ (fig. 1). Sous cet angle, on peut mesurer, à l'aide d'un cristal à impulsions l'énergie, soit d'un photon diffusé, soit d'un électron de recul, tous deux ayant une énergie voisine de celle du quantum incident. Pour le spectre d'un bétatron de 30 MeV, la mesure de l'énergie du quantum diffusé conduit à des dimensions du cristal de NaI qui sont considérables et ne sont pas encore réalisables aujourd'hui (D. MAEDER und V. WINTERSTEIGER[3])).

En revanche, la mesure de l'énergie de l'électron de recul conduit à des dimensions du cristal admissibles (4,5 cm de longueur) pour 32 MeV. Mais les impulsions dues aux quanta diffusés doivent être supprimées par un système de compteurs en coïncidence. Comme le dispositif de mesure est placé au voisinage du bétatron et en partie dans le faisceau, chaque compteur enregistre séparément un nombre

élevé d'impulsions qui ne peut être que partiellement diminué par des écrans de plomb. La probabilité d'une coïncidence fortuite est considérablement augmentée par le fait que la plupart des impulsions pertubatrices arrivent pendant la courte durée T de l'expansion.

Dans un système à coïncidences triples, si N_1, N_2 et N_3 sont les nombres d'impulsions pertubatrices au cours de la durée T sur chacun des compteurs isolés, τ_1, τ_2 et τ_3 la durée des impulsions, on montre que le nombre de coïncidences fortuites est donné par l'expression

$$\frac{N_1 N_2 N_3 (\tau_1 \tau_2 + \tau_2 \tau_3 + \tau_3 \tau_1)}{T^2}.$$

Les premiers essais effectués montrent que l'on peut réduire à environ 0,5 par expansion, c'est-à-dire à 1500 par minute, le nombre d'impulsions pertubatrices sur un compteur à gaz de dimensions appropriées. Pour un compteur à cristal, en tenant compte des quanta diffusés, ce nombre sera environ 10 fois plus grand. Pour une durée de l'expansion T de 10 μs et des durées d'impulsions $\tau_1 = \tau_2 = \tau_3 = 0{,}2$ μs, il se produit 1,5 coïncidences fortuites sur 1000 expansions. Par ailleurs, une lame de beryllium de 0,5 g située à 150 cm du cristal, diffuse environ un électron toutes les 20 expansions pour 10^6 quantas de 10 MeV par expansion. Le rapport de 30 entre les coïncidences vraies et les coïncidences fortuites est donc suffisant.

Il faut employer des compteurs proportionnels à fenêtres minces et commander séparément les expansions du bétatron.

La statistique des énergies mesurées devra subir un certain nombre de corrections:

Perte d'énergie par radiation de freinage dans le cristal à scintillation.

Correction statistique due à la variation de section efficace de l'électron diffusé dans la direction de mesure en fonction de l'énergie du quantum incident.

Perte d'électrons par diffusion latérale au travers des compteurs et de la couche de beryllium.

Correction due à la présence d'électrons de paires issus de la lame diffusante de beryllium.

Littérature.

[1]) J. A. McIntyre and R. Hofstaedter, Phys. Rev. **78**, 617 (1950).
[2]) R. Hofstaedter and J. A. McIntyre, Phys. Rev. **78**, 619 (1950).
[3]) D. Maeder and V. Wintersteiger, Phys. Rev. **87**, 537 (1952).

Das asymptotische Verhalten der Effektivfunktionen

von G. WANDERS und A. PETERMANN*) (Genf und Lausanne).

Wie es DYSON[1]) gezeigt hat, vereinfacht die Kenntnis gewisser *Effektivfunktionen* die Auswertung der S-Matrixelemente gegebener Streuprozesse. Ersetzt man zum Beispiel die *Kausalfunktionen* D, Δ, ... durch die entsprechenden Effektivfunktionen D', Δ', ..., so reduziert sich ein solches Element zur Summe der Integrale, die den (hinsichtlich der Selbstenergieelemente) irreduziblen *Feynman-Graphen* zugehören.

In der *Nukleartheorie* genügen diese Funktionen den *Integralgleichungen*

$$\left.\begin{aligned} \Delta'(x/x') &= \Delta(x/x') + \int\int dy\, dy'\, \Delta(x/y)\, \Sigma(y/y')\, \Delta'(y'/x') \\ D'(x/x') &= D(x/x') + \int\int dy\, dy'\, D(x/y)\, \pi(y/y')\, D'(y'/x'), \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

wo $\Delta(x/x')$, $\Delta'(x/x')$, bzw. $D(x/x')$, $D'(x/x')$ die Kausal- und Effektivfunktionen des Nukleonen- bzw. Mesonenfeldes sind, $\Sigma(y/y')$, $\pi(y/y')$ die *Summen der Selbstenergieelemente* dieser Felder sind. Im Fourier-Raum erhält man

$$\Delta'(p) = \frac{\Delta(p)}{1-\Delta(p)\,\Sigma(p)} \qquad D'(p) = \frac{D(p)}{1-D(p)\,\pi(p)}, \tag{2}$$

wenn $\Delta'(p), \ldots, \pi(p)$ die Funktionen $\Delta'(x/x'), \ldots, \pi(y/y')$ im Fourier-Raum abbilden.

Eine *erste Näherung* ersetzt in (2) die Summen $\Sigma(p)$, $\pi(p)$ durch ihren ersten Term $\Sigma_1(p)$, $\pi_1(p)$, der dem *Skelett* der Nukleonen- und Mesonenselbstenergieelemente entspricht. Die damit erhaltene Funktion $D_1'(x/x')$, zum Beispiel, beschreibt die Fortpflanzung eines Mesons von x' nach x, das eine unbestimmte Anzahl Übergänge in ein Nukleonenpaar erfährt. Wir haben die Struktur von $D_1'(x/x')$ in einer vereinfachten Nukleartheorie untersucht. (Ein einziger Nukleonentypus, Masse $\varkappa$; ein pseudoskalares Mesonenfeld, Masse μ und pseudoskalare Kopplung.)

$\pi_1(p)$ ist durch

$$\pi_1(p) = ig^2\, Sp \cdot \int dk\, \gamma_5 \frac{i\gamma k - \varkappa}{k^2+\varkappa^2}\, \gamma_5 \frac{i\gamma(k-p)-\varkappa}{(k-p)^2+\varkappa^2} \tag{3}$$

*) Diese Arbeit wurde finanziell durch die Schweizerische Kommission für Atomenergie (S.K.A.) unterstützt.

[1]) F. J. DYSON, Phys. Rev. **75**, 1736 (1949).

gegeben. Die *Unbestimmtheit* in (3) wird mit der *Stueckelberg-Greenschen Methode*[1]) bis zu einem *beliebigen Polynom* $(a + b\,p^2)$ *aufgehoben.* Dieses wird durch den Ansatz bestimmt, dass $D_1'(x/x')$ eine Komponente besitzt, die ein Quantum von Masse μ beschreibt; i.e. $D_1'(p)$ besitzt einen *Pol* für $p^2 = -\mu^2$ und sein *Residuum* ist dem der Kausalfunktion gleich (*erste Selbstkonsistenzbedingung*).

Man erhält:

$$\pi_1(p) = g^2\, 2\pi^2 \left(2\,p^2\,(\varphi_0 \operatorname{ctg} \varphi_0 - \varphi \operatorname{ctg} \varphi) + (p^2 + \mu^2)\left(1 - \frac{2\,\varphi_0}{\sin 2\,\varphi_0}\right)\right) \tag{4}$$

mit

$$\varphi = \sin^{-1}\left(\frac{-p^2}{4\,\varkappa^2}\right)^{1/2} \qquad \varphi_0 = \sin^{-1}\left(\frac{\mu}{2\,\varkappa}\right).$$

Der Pol $p^2 = -\mu^2$ gibt eine Komponente von $D_1'(x/x')$, die mit der Kausalfunktion identisch ist. Die anderen möglichen Pole von $D_1'(p)$ geben Komponenten, die der Kausalfunktion $D(x/x')$ proportional sind, wenn man in ihr die Masse μ durch die allgemeinere „Masse" $(\chi - i\lambda)$, $(\lambda \geqslant 0)$ ersetzt.

1. Ist $\chi \geqslant 0$, $\lambda \neq 0$, so beschreibt die zugehörige Komponente ein *unstabiles Quantum* mit der Lebensdauer λ^{-1}, das durch die Wechselwirkungen des Mesonenfeldes mit den Vakuumfluktuationen des Nukleonenfeldes erzeugt wird.

2. Wenn $\lambda = 0$, $\chi \geqslant 0$, begleitet ein *stabiles Quantum* von Masse χ das Meson von Masse μ. Eine *zweite Selbstkonsistenzbedingung* verbietet solche überschüssige Quanten.

3. Wenn $\chi > 0$, führt die entsprechende Komponente eine *Akausalität* ein; Energie kann das Äussere des Lichtkegels erreichen. Die *Kausalitätsbedingung* fordert die Unmöglichkeit solcher Komponenten.

Die erhaltenen Resultate zeigen, dass es *keine akausalen Pole* 3 *gibt.* Eine graphische Auflösung der Gleichungen, die die Pole 2 und 1 liefern, zeigt, dass die *zweite Selbstkonsistenzbedingung erfüllt ist, wenn* $\alpha < (1 - 0\,(\mu^2/4\,\varkappa^2))\pi$ (α = Feinstrukturkonstante = $g^2/4\,\pi$). In diesem Bereich für α gibt es auch keine Pole des ersten Typus 1; man findet *keine unstabilen Zustände.*

Das Wesentliche aber ist, dass $D_1'(p)$ einen *Verzweigungspunkt* in $p^2 = -4\,\varkappa^2$ besitzt. Der Übergang von $D_1'(p)$ zu $D_1'(x/x')$ benötigt eine Integration in der komplexen (p_4)-Ebene. Neben dem Residuum im Pole $p_4 = (|\vec{p}|^2 + \mu^2)^{1/2}$ kommt dann ein Integral, das sich auf eine Schnittlinie erstreckt, die vom Verzweigungspunkt $p_4 = (|\vec{p}|^2 + 4\,\varkappa^2)^{1/2}$ ins Unendliche, in der unteren Halbebene, führt. Wir

[1]) E. C. G. Stueckelberg und T. A. Green, Helv. Phys. Acta **24**, 153 (1951).

haben das Verhalten des ersten Terms der asymptotischen Entwicklung der entsprechenden Komponente $\mathcal{D}(x/x')$ von $D_1'(x/x')$ untersucht: i.e. für $x' = 0$, Erzeugung des Mesons im Raum- und Zeitnullpunkt und Vernichtung im Raumnullpunkt nach langer Zeit, $x = (0, 0, 0, t)$, $t \gg \varkappa^{-1}$. Man findet:

$$\mathcal{D}(t/0) \cong t^{-3} e^{-i 2 \varkappa t} \tag{5}$$

während die Kausalfunktion für die Masse $\varkappa$, $D_\varkappa(x/x')$ sich nach

$$D_\varkappa(t/0) \cong t^{-3/2} e^{-i \varkappa t}$$

verhält. Die Effektivfunktion unterscheidet sich also von der Kausalfunktion durch den Term $\mathcal{D}(x/x')$, der sich asymptotisch wie $(D(x/x'))^2$ verhält. $\mathcal{D}(x/x')$ beschreibt die Möglichkeit des Mesons, sich in Nukleonenpaare zu verwandeln (Gesamtmasse des Paares $= 2\,\varkappa$, daher die Frequenz $2\,\varkappa$); $\mathcal{D}(t/0)$ klingt in der Zeit schneller als $D_\varkappa(t/0)$ ab, ohne das exponentielle Abklingen zu erreichen, das unstabile Zustände charakterisiert.

Zum Schluss möchten wir noch Herrn Prof. STUECKELBERG für aufklärende Unterhaltungen bestens danken.

Thermodynamique dans un continu, riemannien par domaines, et théorème sur le nombre de dimensions (d $\leqslant$ 3) de l'espace

par E. C. G. STUECKELBERG*) (Lausanne et Genève).

1. *Discontinuités en T, μ_A, v^α, et $g_{\alpha\beta}$.*

La Thermodynamique exposée en I[1]) est valable dans tout domaine I, II, ... du continu (x) de l'espace-temps. Des fonctions $p = p^{\mathrm{I}}\,(T, \quad, \ldots)$, ...; $p = p^{\mathrm{II}}\,(T, \quad, \ldots)$, ,... décrivent les différentes phases fluides remplissant ces domaines, séparés par les hypersurfaces (II, I), (III, I), ... En analogie avec la théorie classique de l'électron ponctuel de DIRAC[2]), [3]), nous caractérisons les hypersurfaces en exigeant que $v^{\mathrm{I}\alpha}(x^{\mathrm{I}})$ et $v^{\mathrm{II}\alpha}(x^{\mathrm{II}})$ soient, dans la limite où x^{I} et x^{II} coïncident avec le même point y de l'hypersurface (II, I), *tangentes à l'hypersurface.* De plus, les grandeurs:

$$(v^{\mathrm{I}})^2(x^{\mathrm{I}}) = -\,\varepsilon^{\mathrm{I}}, \quad (v^{\mathrm{II}})^2(x^{\mathrm{II}}) = -\,\varepsilon^{\mathrm{II}}, \quad g_{\alpha\beta}\, v^{\mathrm{I}\alpha} v^{\mathrm{II}\beta}(y) = -\,\zeta \tag{1}$$

doivent être univoquement définies, ce qui implique la *continuité de la métrique dans la surface.*

---

*) Recherche subventionnée par la C. S. A. (Commission Suisse pour l'Energie Atomique).

On introduit les valeurs limites $dH^{\mathrm{I}}_{\alpha}(y) = d\tau_\beta\ \Theta^{\mathrm{I}\beta}_{\alpha}(y)\ dQ^{\mathrm{I}}(y) = d\tau_\beta\, q^{\mathrm{I}\beta}(y)$, $dJ^{\mathrm{I}}_{A}(y) = d\tau_\beta\, j^{\mathrm{I}\beta}_{A}(y)$, ... $dH^{\mathrm{II}}_{\alpha}(y) = \ldots\ldots\ldots$ et les différences $\Delta dH_\alpha = (dH^{\mathrm{I}}_{\alpha} - dH^{\mathrm{II}}_{\alpha})(y)$, ... On déduit alors du postulat de la *conservation de l'énergie*:

$$\Delta\, dH_\alpha = 0 \tag{2}$$

et des orthogonalités entre les v^α et $dH_{(0)\alpha}$, $dH_{(\eta)\alpha}$, $dH_{(\xi)\alpha}$ (I,24), la relation fondamentale:

$$(\varepsilon^{\mathrm{I}}\,\varepsilon^{\mathrm{II}} - \zeta^2)\,\Delta\,(dQ + \sum_A dJ_A) - (\varepsilon^{\mathrm{II}} - \zeta)\, v^{\mathrm{I}\alpha}\, dH^{\mathrm{II}}_{(\eta,\xi)\alpha}$$
$$+ (\varepsilon^{\mathrm{I}} - \zeta)\, v^{\mathrm{II}\alpha}\, dH^{\mathrm{I}}_{(\eta,\xi)\alpha} = 0 \tag{3}$$

Si $\varepsilon^{\mathrm{I}} = \varepsilon^{\mathrm{II}}$, elle se réduit à:

$$(\varepsilon + \zeta)\,\Delta\,(dQ + \sum_A dJ_A) - v^{\mathrm{I}\alpha}\, dH^{\mathrm{II}}_{(\eta,\beta)\alpha} + v^{\mathrm{II}\alpha}\, dH^{\mathrm{I}}_{(\eta,\xi)\alpha} = 0 \tag{4}$$

Sur la surface de discontinuité, le *deuxième principe* prend la forme:

$$\Delta dS - dI = 0; \qquad dI \geqslant 0 \tag{5}$$

et *le principe des substances* s'écrit:

$$\Delta dN_A - dR_A = 0 \tag{6}$$

(5) se déduit de (4), compte tenu de (6), et donne pour l'irréversibilité localisée dans l'élément de surface:

$$dI = \frac{1}{T^2}\, d\varkappa\, (\Delta T)^2 + \frac{1}{T} \sum_A \frac{1}{\mu_A}\, d\lambda_A\, (\Delta \mu_A)^2 - \frac{1}{T} \sum_A \mu_A\, dR_A$$
$$+ \frac{1}{T}\, d\beta\, (\varepsilon - \zeta)^2 + \frac{1}{T}\, d\varrho \tag{7*}$$

Si:

$$dQ = -\, d\varkappa\, \Delta T\ (= T \Delta S) \tag{8*}$$

$$dJ_A = -\, d\lambda_A\, \Delta \mu_A\ (= \mu_A\, dN_A) \tag{9}$$

et:

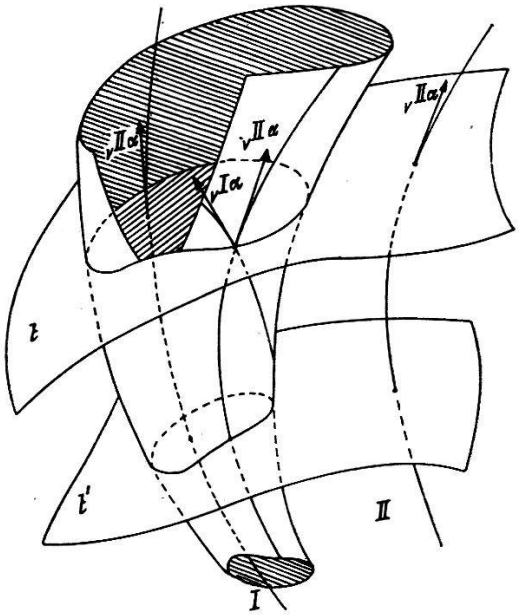
$$dH^{\alpha}_{(\eta,\xi)} = -\frac{d\beta}{2}\,(\varepsilon^2 - \zeta^2)\,\Delta v^\alpha \tag{10*}$$

$$\Delta dH^{\alpha}_{(\eta,\xi)} = -\, 2\, d\varrho\, v^\alpha \tag{11*}$$

---

*) $\Delta T = (T^{\mathrm{II}} - T^{\mathrm{I}})$, $\Delta\ \mu_A = (\mu^{\mathrm{II}}_A - \mu^{\mathrm{I}}_A)$, $\Delta v^\alpha = \ldots$ mesurent les *discontinuités des potentiels* T, μ_A, et v^α, alors que $T = \frac{1}{2}\,(T^{\mathrm{II}} + T^{\mathrm{I}})$, $\mu_A = \ldots$, et $dS = \frac{1}{2}\,(dS^{\mathrm{II}} + dS^{\mathrm{I}})$, ..., sont les *valeurs moyennes*. $d\varkappa$, $d\lambda$ ont les dimensions cm^{-2} [$\varkappa$], cm^{-2} [λ].

$d\varkappa$ et $d\lambda_A$ sont les *coefficients de transfert* de *chaleur* et de *substance* A associés à l'élément de surface; ils doivent avoir le signe de T^2, resp. de $T\mu_A$. $d\beta$ introduit un *transfert d'énergie impulsion dû au frottement,* et doit avoir le signe de T. $d\varrho$ est la mesure d'une *source superficielle d'énergie de frottement,* il doit avoir le signe de T. La



L'*hypersurface* (I, II) sépare les deux *phases* I et II (par exemple: la goutte d'un liquide I de la phase gazeuse II). Les hypersurfaces t' et t définissent deux *époques.* Pour des événements situés sur (I, II), les vecteurs $v^{I\alpha}$ et $v^{II\alpha}$ *sont dans le plan tangent* de (I, II) sans être nécessairement parallèles. On *peut* considérer les vecteurs $v^{I\alpha}$ et $v^{II\alpha}$ comme définissant les *lignes d'univers* de la *matière* des phases I et II; ils sont en général distincts des vecteurs n_A^α et s^α décrivant les courants de *la substance A* et de *l'entropie.* Dans le cliché il y a un erreur: La tangente à la ligne d'univers à l'intérieur doit s'appeler $v^{I\alpha}$.

somme sur les sources de substances doit être soumise aux conditions discutées en I.

Si $g_{ik}(y)$ est la métrique dans la surface, $g_{i,d+1}$ et $g_{d+1,d+1}$ peuvent être discontinus. La surface (II, I) est ainsi une *double-couche* pour les potentiels T, μ_A, v^α et $g_{\alpha,d+1}$.

2. *Singularités de* $g_{\alpha\beta}$.

Remarquons q'une Thermodynamique n'est possible dans les domaines I et II que s'il y existe au maximum une dimension temporelle (signature du $g_{\alpha\beta}$ diagonalisé (1,1 ..., 1, -1) ou (-1, -1, ..., -1, 1)). Si on exige que la condition de RIEMANN

$\| g_{..} \| \neq 0$ soit valable partout; i. e. aussi pour $x^{\mathrm{I}} \to y$ et $x^{\mathrm{II}} \to y$, des solutions du type:

$$g_{\alpha \neq \beta} = 0; \; (g_{11}, g_{22}, \ldots, g_{d+1,\, d+1}) = \left(\frac{a}{x^1}, b\, x^1, c_3, \ldots c_{d+1}\right) \quad (12)^{**})$$

sont admissibles. Sauf pour $d \leqslant 3$, la surface singulière $x^1 = 0$ peut séparer deux domaines pour l'un desquels le théorème de la signature n'est pas vérifié, pour lequel il n'existe pas de Thermodynamique. L'exigence de la possibilité d'une Thermodynamique et la condition du déterminant non nul conduisent donc à un théorème sur le nombre de dimensions de l'espace. Outre, la métrique, les potentiels T et μ_A doivent être singuliers pour qu'on ait un flux non nul d'entropie et de substance à travers (II, I).

Littérature.

[1]) STUECKELBERG et WANDERS, publié dans ce fascicule. Cet article est désigné par I dans le texte.
[2]) DIRAC, Proc. Roy. Soc. **167**, 148 (1938).
[3]) STUECKELBERG, Helv. Phys. Acta **15**, 23 (1942); **18**, 22 (1945).

Nachweis von polarisierten Neutronen aus der (d, d)-Reaktion

von P. HUBER und E. BAUMGARTNER (Basel).

In einer früheren Arbeit[1]) wurde gezeigt, wie aus der Azimutabhängigkeit des differentiellen Streuquerschnittes Polarisationsgrad P und Spinrichtung der einfallenden Neutronen bestimmt werden können. Die Methode wurde speziell für Kohlenstoff als Streukörper besprochen. Sie besteht darin, dass das Verhältnis der Streuintensitäten für die Streuazimute $\varphi = 90^0$ und $\varphi = 270^0$ (Fig. 1) bestimmt werden muss. Es gilt dann (die Bezeichnungen entsprechen denjenigen der früheren Arbeit[1]))

$$\frac{J_{\varphi = 90^0}}{J_{\varphi = 270^0}} = \frac{\sigma_{0/p} - P}{\sigma_{0/p} + P}. \quad (1)$$

Da $\sigma_{0/p}$ für Kohlenstoff im hier gemessenen Energieintervall bekannt ist[2]), lässt sich der Polarisationsgrad P aus Gleichung (1) berechnen.

**) $a, b, c_3 \ldots, c_{d+1} \neq 0$ (pour $x^1 = 0$). Si ces coefficients sont constants (12) est solution des équations de gravitation avec une constante gravifique nulle. Dans le cas intéressant $(1/\frac{1}{x^\alpha}, x^1, 1, -1)$ on a deux espaces tridimensionnels (I et II) euclidiens, contenant chacun une ligne singulière, source de H_α, S et des N_A. L'échange entre les deux mondes se fait à travers ces lignes-sources. Je remercie M. FIERZ pour cette mise au point.

Als Streukörper dient Graphit. Es werden Neutronen der (d,d)-Reaktion untersucht, die zwischen 48—54° im Schwerpunktsystem emittiert werden. Unter 45° ist für kleine Energien ein Maximum

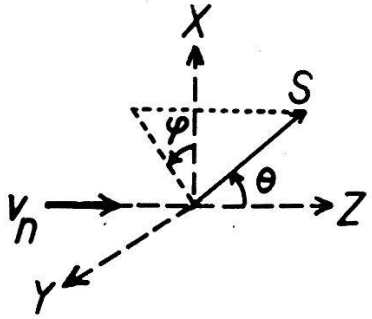


Fig. 1.
Koordinatensystem für die Streuung. S = Streurichtung. Für die Berechnung ist die Polarisation in der $+x$-Richtung angenommen.

im Polarisationsgrad zu erwarten[3]). Es wird mit dicker Target gearbeitet. Der Nachweis der gestreuten Neutronen geschieht mit Hornyak-Detektoren[4]) (Luzite und ZnS*)), da sie erlauben, zwischen

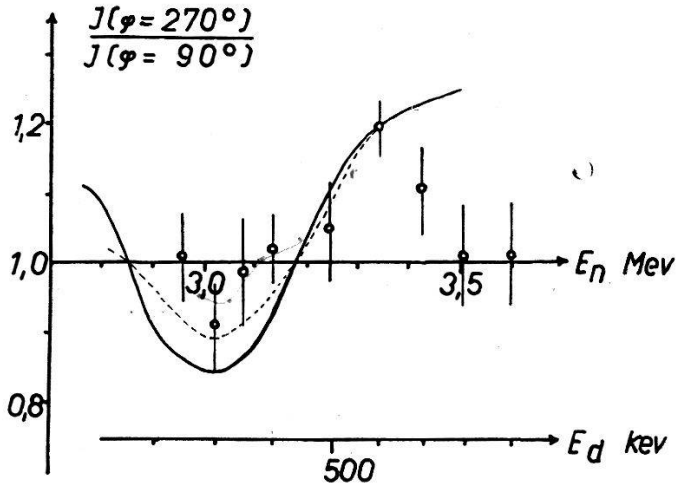


Fig. 2.
Verhältnis der Streuintensitäten $J_{\varphi=270°}/J_{\varphi=90°}$ in Abhängigkeit von der Neutronenenergie. ϕ = Messpunkte mit mittlerem Fehler.

γ-Strahlen und schnellen Neutronen gleicher Energien zu diskriminieren. Die benutzten Multiplier sind RCA 5819. Auch als Neutronenmonitor wird ein Luzite-ZnS-Detektor benutzt. Der Streuanteil des Streukörpers beträgt ca. 50% des Untergrundes.

Fig. 2 zeigt die Messergebnisse. Die ausgezogene Kurve ist berechnet für einen Polarisationsgrad von 20%. Darin sind die Einflüsse von Neutronenspektrum, Raumwinkel und Dicke des Streu-

*) Den Herren Dr. W. F. Hornyak und Dr. E. Alburger danken wir für die Überlassung von Luzite-ZnS-Zählern.

körpers korrigiert. Die relativ ungenauen Messergebnisse stehen in Übereinstimmung (gestrichelte Kurve, Fig. 2) mit einer Veränderung des Polarisationsgrades in Abhängigkeit von der Deuteronenenergie[3]), wie er in Fig. 3 dargestellt ist. Dabei wäre die Polarisation nur abhängig von einer Tensorkraft. Für Energien über 3,4 MeV

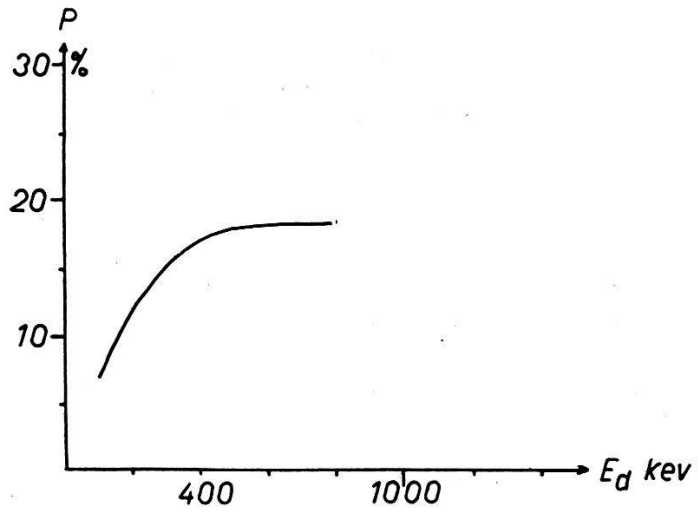


Fig. 3.
Nach (3) berechneter Verlauf des Polarisationsgrades. Die Kurve wurde bei 600 keV an den experimentellen Wert angeschlossen.

stimmen die Messungen nicht überein mit den aus den Phasen[2]) berechneten Polarisationsgraden. Eine Neubestimmung der Phasen ist in Arbeit.

Die Spinrichtung $\vec{s}$ der polarisierten Neutronen kann aus dem Verlauf von $J_{\varphi=270^\circ}/J_{\varphi=90^\circ}$ eindeutig angegeben werden. Die Richtung von $\vec{s}$ wird durch die Richtung des Vektorproduktes $[\vec{v}_d \vec{v}_n]$ gegeben, wo $\vec{v}_d$ und $\vec{v}_n$ die Geschwindigkeiten der einfallenden Deuteronen bzw. der emittierten Neutronen darstellen.

Mit Hilfe von gestreuten Protonen an He haben Bishop[5]) u. a. bei 300 keV Deuteronenenergie 30 % Polarisation der Protonen gemessen. Blin-Stoyle[6]) schätzt für 300 keV auf Grund der Arbeit von Beiduk[7]) u. a. eine maximale Neutronenpolarisation von 7 % ab.

Literatur.

[1]) E. Baumgartner und P. Huber, Helv. Phys. Acta **25**, 627 (1952).
[2]) P. Huber, E. Baldinger und R. Budde, Helv. Phys. Acta **25**, 444 (1952).
[3]) M. Fierz, Helv. Phys. Acta **25**, 629 (1952).
[4]) W. F. Hornyak, Rev. Sc. Inst. **23**, 264 (1952).
[5]) A. R. Bishop, J. M. Westhead, A. Preston und H. Halban, Nature **170**, 113 (1952).
[6]) R. J. Blin-Stoyle, Proc. Phys. Soc. A, **65**, 949 (1952).
[7]) F. M. Beiduk, J. R. Prueth und E. J. Konopinski, Phys. Rev. **77**, 622 (1950).

Polarisation der (d, d)-Neutronen und Spinbahnkopplung in C^{12}

von R. Ricamo (ETH., Zürich).

Mit der in der vorangegangenen Mitteilung von Meier und Ricamo[1]) beschriebenen Anordnung (Fig. 1) lässt sich die Winkelverteilung gestreuter Neutronen auch in Abhängigkeit des Azimutes φ

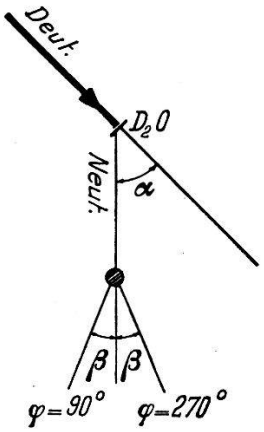


Fig. 1.

messen. Solche Messungen sind insbesondere interessant, weil sich mit ihnen bei geeigneten Streukernen eine eventuelle Polarisation der (d,d)-Neutronen nachweisen lässt*).

Als Streukörper wurde C^{12} verwendet, da es sich hier um einen einfachen Kern handelt, der bei kleinen Energien nur wenige Resonanzen aufweist. Die Messungen lassen eindeutig die Existenz der Polarisation der einfallenden Neutronen erkennen. Die Winkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes lässt sich folgendermassen darstellen[2])[3]):

$$\sigma(\vartheta, \varphi) = (|a|^2 + |b|^2)\,(1 + P\,\eta \sin\varphi) \quad , \qquad \eta = \frac{|a+b|^2}{|a|^2+|b|^2} - 1$$

$$a = \sum_l [(l+1)\, e^{i\delta_{l+\frac{1}{2}}} \sin\delta_{l+\frac{1}{2}} + l\, e^{i\delta_{l-\frac{1}{2}}} \sin\delta_{l-\frac{1}{2}}]\, P_l\,(\cos\vartheta)$$

$$b = i \sum_l [e^{i\delta_{l+\frac{1}{2}}} \sin\delta_{l+\frac{1}{2}} - e^{i\delta_{l-\frac{1}{2}}} \sin\delta_{l-\frac{1}{2}}]\, P_l^1\,(\cos\vartheta)$$

Dabei bedeuten ϑ den Streuwinkel im Schwerpunktssystem (β im Laborsystem), φ das Azimut zwischen Polarisations- und Streuebene, P den Polarisationsgrad der Neutronen und $\delta_{l\pm\frac{1}{2}}$ die Phasen

*) Die Polarisation der (d,d)-Protonen wurde von Halban et al. nachgewiesen (Nature **170**, 113 (1952)).

der auslaufenden Streuwellen mit dem totalen Drehimpuls $l \pm 1/2$. P_l sind die Legendreschen Polynome und P_l^1 die zugeordneten Kugelfunktionen erster Art.

Die Messungen wurden bei einer Neutronenenergie von 3,50 ($\alpha = 30^0$) und 3,32 MeV ($\alpha = 45^0$) mit Werten von $\varphi = 90^0$ und $\varphi = 270^0$ (Fig. 2 und 3) unternommen. Man erkennt dabei, wie für die Energie

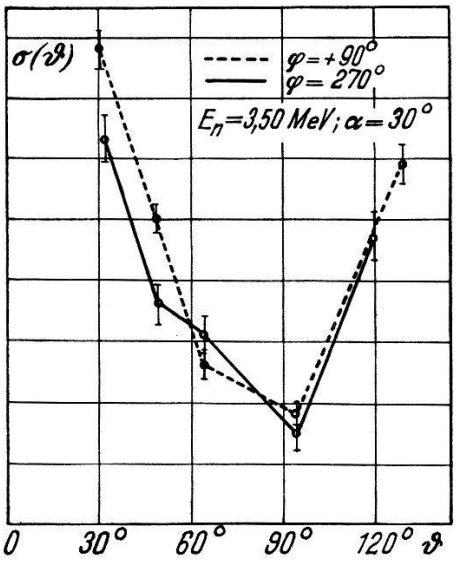


Fig. 2.

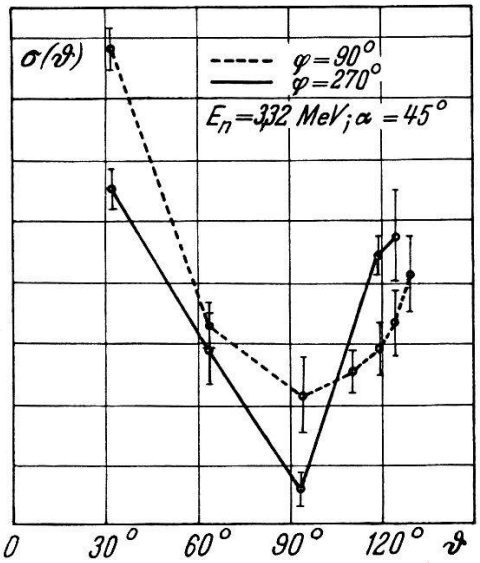


Fig. 3.

von 3,32 MeV der Effekt sehr deutlich zustande kommt. Das beweist gleichzeitig, dass $\eta \neq 0$ ist, d.h. dass eine Spin-Bahnkopplung in der Neutronenstreuung wirksam ist. Das Verhältnis

$$\frac{\sigma(\vartheta, \pi/2) - \sigma(\vartheta, 3\,\pi/2)}{\sigma(\vartheta, \pi/2) + \sigma(\vartheta, 3\,\pi/2)} = P \cdot \eta$$

stellt eine untere Grenze für P dar. Aus unseren Messungen ergibt sich, dass $P \geqq 25\,\%$ ist.

Um die Grösse P der Polarisation angeben zu können, benötigt man den Wert von η. Bei unserer Energie von 3,32 MeV bleibt η unbestimmt, solange die Streuphasen nicht bekannt sind. Wir sind im Begriff, eine Messung bei der Resonanzstelle um $E_n = 2{,}08$ MeV durchzuführen, wo eine Angabe der Streuphasen in Abhängigkeit der Energie nach Breit-Wigner-Formel möglich ist.

Literatur.

[1]) R. Meier und R. Ricamo, Helv. Phys. Acta **26**, 430 (1953).
[2]) M. Verde, Nuovo Cim. **9**, 376 (1952).
[3]) I. V. Lepore, Phys. Rev. **79**, 137 (1950).

Die Bestimmung des elektrischen Quadrupolmomentes eines angeregten Kernes (Cd^{111}, 247 keV)

von H. Albers-Schönberg, E. Heer, T. B. Novey, R. Rüetschi und P. Scherrer (ETH., Zürich).

Nach Goertzel[1]) und Alder[2]) kann die Richtungskorrelation sukzessiver Kernstrahlungen durch die Wechselwirkung der Kernmomente mit äusseren elektromagnetischen Feldern gestört werden.

Zwei Arten solcher Wechselwirkungen kommen in Frage, nämlich die magnetische Wechselwirkung des magnetischen Kernmomentes mit einem äusseren Magnetfeld und die elektrische Wechselwirkung des elektrischen Kernquadrupolmomentes mit einem inhomogenen äusseren elektrischen Feld.

Die magnetische Wechselwirkung ist von Aeppli[3]) nachgewiesen worden. Aus der Abhängigkeit der Anisotropie

$$A = \frac{W(180^0) - W(90^0)}{W(90^0)}$$

von der Feldstärke eines äusseren Magnetfeldes konnte das magnetische Moment des ersten angeregten Niveaus des Cd^{111} bestimmt werden.

Um die elektrische Wechselwirkung zu untersuchen, wurde die Winkelkorrelation der γ—γ-Kaskade des Cd^{111} in kristallinen Quellen gemessen. Sofern die Symmetrie des Kristalles niedriger ist als kubisch, erwartet man eine Wechselwirkung des Kristallfeldes mit dem Quadrupolmoment des Kerns. Es wurden Indiumeinkristalle (tetragonal flächenzentriert) gezüchtet, welche aktives In^{111} enthielten. Mit Röntgenstrahlinterferenzen wurde die Symmetrieachse (c-Achse) bestimmt. Die Anisotropie wurde in Funktion der Orientierung der c-Achse bezüglich der Detektoren gemessen[4]). Für einige spezielle Anordnungen wurden die experimentellen Ergebnisse mit der Theorie[5]) verglichen. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Neben den Einkristallen wurden auch noch polykristalline Quellen (Pulverpräparate) gemessen. Diese zeigen eine Anisotropie $A = -0{,}09$.

Die Messung der Anisotropie der Cd^{111}-Kaskade mit diesen Einkristallquellen und Pulverpräparaten gestattet die Bestimmung der Wechselwirkungsenergie des elektrischen Kernquadrupolmomentes mit dem inhomogenen elektrischen Feld des Kristallgitters des Indiumkristalles. Die Wechselwirkungsenergie ergibt sich zu etwa 12 Mhz. Weitere, genauere Messungen sind im Gange. Aus dem Wert der Wechselwirkungsenergie kann das elektrische Kernquadru-

polmoment des angeregten Cd^{111}-Kernes (247 keV) bestimmt werden, sobald nur der Wert von grad E in dem speziellen Fall des Indiumgitters bekannt ist.

Die Hypothese, dass die Quadrupolwechselwirkung die Richtungskorrelation beeinflussen kann, wird unterstützt durch die folgenden Ergebnisse:

Quellen mit kubischer Gitterstruktur sollten wegen der Kugelsymmetrie von grad E die maximale Anisotropie zeigen. Dies wurde tatsächlich beobachtet: Polykristalline Silberquellen ergeben die ungestörte Anisotropie $A = -0{,}20$ der Cd^{111}-Kaskade[6]). Weiterhin wurde an einer polykristallinen Indiumquelle die Anisotropie in Funktion der Temperatur gemessen[7]). Die Anisotropie hatte dabei unterhalb des Schmelzpunktes (155°C) unabhängig von der Temperatur den Wert $A = -0{,}09$, stieg jedoch am Schmelzpunkt rasch auf den ungestörten Wert $A = -0{,}20$. Wir erklären dies mit der Tatsache, dass am Schmelzpunkt das kristalline Gefüge der Quelle verschwindet und die Wechselwirkung des elektrischen Kernquadrupolmomentes mit dem Kristallgitter aufhört.

Weitere Experimente über die Schwächungserscheinungen bei Messungen der Richtungskorrelation sind im Gange.

Wir danken den Herren Dr. W. Känzig und R. Kern für ihre Mithilfe bei der Herstellung und Röntgenuntersuchung der Einkristalle.

Literatur.

[1]) G. Goertzel, Phys. Rev. **70**, 897 (1946).

[2]) K. Alder, Helv. Phys. Acta **25**, 235 (1952).

[3]) H. Aeppli, H. Albers-Schönberg, H. Frauenfelder und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **25**, 339 (1952).

[4]) H. Albers-Schönberg, F. Hänni, E. Heer, T. B. Novey und P. Scherrer, Phys. Rev. **90**, 322 (1953).

[5]) K. Alder, private Mitteilung, erscheint in den Helv. Phys. Acta.

[6]) H. Aeppli, H. Frauenfelder und M. Walter, Helv. Phys. Acta **24**, 335 (1951).

[7]) H. Albers-Schönberg, E. Heer, T. B. Novey und R. Rüetschi, erscheint in Phys. Rev.

Das magnetische Kernmoment von Cr^{53}

von F. Alder und K. Halbach (Basel).

$_{24}Cr^{53}$ ist das einzige Chromisotop mit von Null verschiedenem Spin und magnetischem Moment und hat eine natürliche Häufigkeit von 9,5%. Bleaney und Bowers[1]) konnten aus der Hyperfeinstruktur des paramagnetischen Resonanzspektrums seinen Spin

zu $I = 3/2$ bestimmen. Für das magnetische Moment von Cr^{53} geben sie

$$|\mu(Cr^{53})| = 0{,}45 \pm 0{,}1$$

an. Mit Hilfe eines Kerninduktionsspektrometers, ähnlich dem von PROCTOR[2]) beschriebenen, haben wir das Resonanzsignal von Cr^{53} in Na_2CrO_4 und $(NH_4)_2Cr_2O_7$ nachgewiesen. Zur Bestimmung des magnetischen Momentes von Chrom haben wir bei konstantem Magnetfeld das Verhältnis der Resonanzfrequenzen von Cr^{53} und N^{14} in Na_2CrO_4 und HNO_3 gemessen und dafür

$$\nu(Cr^{53})/\nu(N^{14}) = 0{,}78226 \pm 0{,}00005$$

erhalten. Bei Benützung des von PROCTOR und YU[3]) in HNO_3 gemessenen Wertes für das magnetische Moment von N^{14}, unter Abzug der von ihnen gemachten diamagnetischen Korrektur, erhält man daraus für das unkorrigierte Moment von Cr^{53}

$$\mu(Cr^{53}) = -0{,}47351 \pm 0{,}00006.$$

Das negative Vorzeichen wurde experimentell bestimmt.

Die prozentuale Abweichung des magnetischen Momentes von den Schmidt-Kurven stimmt gut überein mit derjenigen der beiden Kerne Cu^{63} und Cu^{65}, wie dies nach der empirischen Regel von SCHAWLOW und TOWNES[4]) vorausgesagt wird.

Herrn Prof. P. HUBER danken wir für sein förderndes Interesse an dieser Untersuchung; Herrn Prof. H. ERLENMEYER sind wir für die Bereitstellung der chemischen Substanzen zu Dank verpflichtet.

Literatur.

[1]) B. BLEANEY, K. D. BOWERS, Proc. Phys. Soc. **64A**, 1135 (1951).
[2]) W. G. PROCTOR, Phys. Rev. **79**, 35 (1950).
[3]) W. G. PROCTOR und F. C. YU, Phys. Rev. **77**, 716 (1950).
[4]) A. L. SCHAWLOW und C. H. TOWNES, Phys. Rev. **82**, 268 (1951).

Q-Wert der (n,α)-Reaktion an Chlor[35]

von P. HUBER und H. ADLER (Basel).

Die 1947 von METZGER u. a.[1]) in der Ionisationskammer gemessene Energietönung der (n,α)-Reaktion war gegenüber dem aus spektroskopischen Massenwerten von Cl^{35} und S^{32} berechneten Wert um etwa 500 keV zu klein. Die Autoren nahmen daher einen Übergang in einen angeregten Zustand des Phosphors an. Eine Wiederholung

[1]) F. METZGER, P. HUBER und F. ALDER, Helv. Phys. Acta **10**, 236 (1947).

dieser Messung zeigte keine energiereicheren α-Teilchen von messbarer Intensität. Dagegen legte die Form der α-Gruppe die Vermutung nahe, dass die beobachtete grosse Halbwertsbreite durch das beträchtliche Sättigungsdefizit der schweren P^{32}-Rückstosskerne verursacht wurde, wobei gleichzeitig eine Verzerrung stattfinden müsste derart, dass das Gruppenmaximum nach kleineren Energien verschoben würde. Die Berechnung dieses Effektes führte auf ein Q von 0,97 ± 0,16 MeV, was innerhalb der Fehler mit dem Wert aus den Massen (1,02 ± 0,15 MeV) übereinstimmt. Die Rechnung basiert auf der Annahme einer isotropen Reaktion im Schwerpunktsystem. Unter dieser Annahme zeigen die Impulse in der Ionisationskammer bei scharfer Neutronenenergie eine rechteckige Verteilung, deren Breite proportional der Differenz zwischen dem Sättigungsdefizit der Rückstösse (β_1) und der α-Teilchen (β_2) ist. Durch Anwendung dieser Verbreiterung auf die vorliegende Messung mit breitem Neutronenspektrum wird mit $\beta_1 - \beta_2 = 50\%$ eine Impulsgruppe berechnet, die gut mit der gemessenen übereinstimmt. Die Rekonstruktion des Energiewertes, der dem Maximum des Neutronenspektrums entspricht, führt auf eine Energietönung von 0,97 MeV.

Parallel mit dieser Messung wurde eine Arbeit ausgeführt von A. Folkierski [Proc. Phys. Soc. *65*, 1006 (1952)], welche durch sehr kleines Sättigungsdefizit gekennzeichnet ist. Ihr Resultat (Q = 1,07 ± 0,15 MeV) darf als Bestätigung der von uns hier vorgeschlagenen Methode der Auswertung angesehen werden.

Die Energie- und Winkelverteilung der Alphateilchen aus dem Prozess B^{11} (p,α) Be^8

von H. Glättli und P. Stoll (ETH., Zürich).

Mit Hilfe der (p,α)-Reaktion am B^{11}, die über den Be^8-Kern verläuft, können die Voraussagen spezieller Kernmodelle geprüft werden. Gemäss dem Alphamodell I von Wheeler[1][2]) führen die beiden Alphateilchen Schwingungen und Rotationen aus, während Inglis[3]) eine Kombination von Alphamodell und Zentralmodell vorsieht. In Tabelle 1 sind die Resultate beider Modelle zusammengestellt. Die experimentellen Energiewerte für die angeregten Zustände (E^*-Werte) wurden aus den Untersuchungen folgender Kernreaktionen erhalten:

B^{11} (γ, t) Be^8 [4]); B^{11} (γ, d) Be^8 [4]); B^{11} (p, α) Be^8

Tabelle 1.

E^*-Werte Be^8 Exp. Werte	Alpha-Modell I[1][2][3]			Alpha-Modell II[3]		
E^*	E^*	J	K	E^*	J	K
0	0	0	0	0	0	0
2,2	2,1	2	0	2,1	2	0
2,9	2,8	$\boxed{0}$	1	2,7	$\boxed{2}$	1
3,4	—	—	—	3,4	2	2
4,0	—	—	—	4,1	2	3
4,9	4,9	2	1	4,8	2	4
6,8	7,0	4	0	7,0	4	0

Die Ausmessung des E_α-Spektrums mit Kodak-NT-2a-Platten und mit Methan gefüllten Proportionalzählrohren (Impulsanalysator mit 42 Kanälen) zeigt, dass die Reaktion B^{11} (p, α) Be^8 über

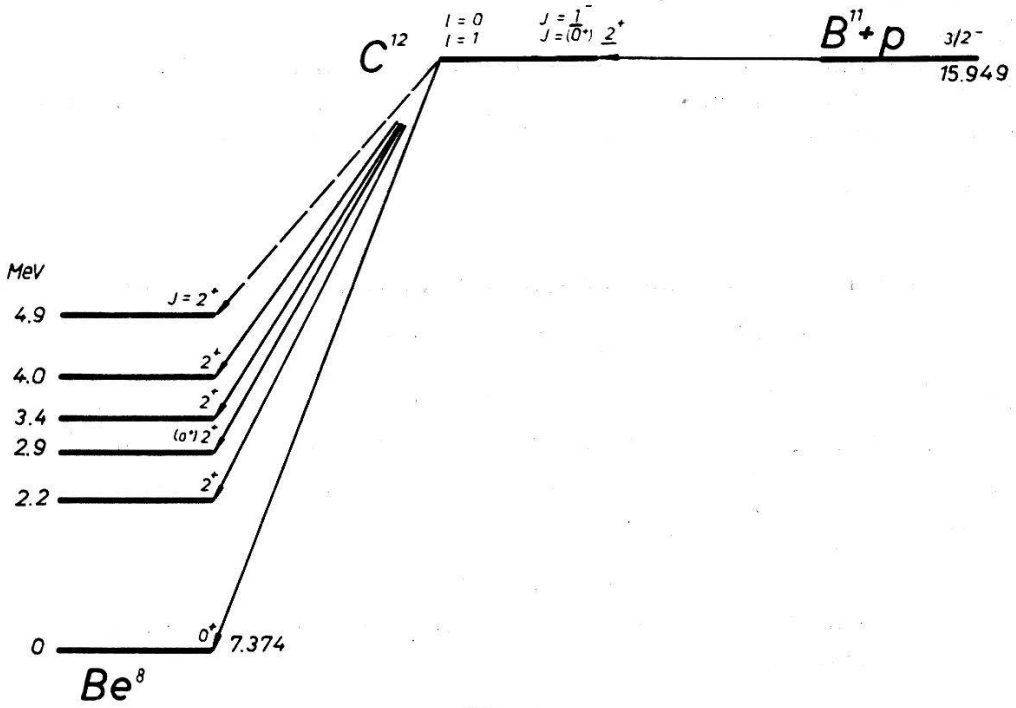


Fig. 1.
Zerfallsschema B^{11} (p, α) Be^8.

folgende Anregungszustände im Be^8 verläuft: E^*: 0; 2,2; 2,9; 3,4; 4,0; 4,9 MeV.

Für den hochangeregten Zustand im C^{12} kommen nur folgende Möglichkeiten in Frage: $l = 0$, $J = 1^-$, $l = 1$, $J = 2^+$. Einer der beiden Zustände entspricht dem Resonanzeinfang bei 163 keV (Resonanzstelle).

Die experimentellen Übergangswahrscheinlichkeiten in die Be^8-Zustände: E^*: 2,2; 2,9; 3,4 MeV können nur mit dem Alphamodell II von INGLIS[3]) vollständig erklärt werden.

Die relative Häufigkeit der Grundzustände, verglichen mit den α-Übergängen auf $E^* = 0$; 2,2; 2,9; 3,4 MeV hat ein Maximum bei 163 keV (Resonanzstelle).

Die Alphateilchen, die auf $E^* = 0$ führen, haben in bezug auf die Protoneneinfallsrichtung eine Winkelverteilung von der Form:

$$f(\Theta) = 1 + a \cos \Theta + b \cos^2 \Theta + \cdots$$

(a und b ändern Vorzeichen und Grösse mit E_p). Der $\cos\Theta$-Term bestätigt das Vorhandensein zweier interferierenden Niveaus im C^{12} mit entgegengesetzten Paritäten[5]). Eine ausführliche Arbeit erscheint später in der Helv. Phys. Acta.

Literatur.

[1]) J. A. WHEELER, Phys. Rev. **52**, 1088 (1937).
[2]) J. A. WHEELER und E. TELLER, Phys. Rev. **53**, 778 (1938).
[3]) D. R. INGLIS, Rev. Mod. Phys. 1953 (im Druck, briefliche Mitteilung).
[4]) P. ERDÖS, P. SCHERRER und P. STOLL, Helv. Phys. Acta **26**, 207 (1953).
[5]) H. GLÄTTLI und P. STOLL, Helv. Phys. Acta **25**, 455 (1952).

Winkelverteilung gestreuter Neutronen an Beryllium

von R. MEIER und R. RICAMO (ETH., Zürich).

Der elastische Wirkungsquerschnitt für Streuung von Neutronen an Kernen vermittelt ein Bild über die Lage und Breite der Niveaus im Zwischenkern. Die Analyse dieser Niveaus besteht in der Ermittlung der drei Grössen:

Gesamtdrehimpuls J des Zwischenkerns,
Bahndrehimpulse l des einfallenden Neutrons,
Parität π.

Der gesamte, elastische Wirkungsquerschnitt reicht im allgemeinen nur zur Bestimmung des Gesamtdrehimpulses J aus. Dagegen kann der differentielle Wirkungsquerschnitt, wegen seiner starken Abhängigkeit von l, auch über die Bahndrehimpulse Aufschluss geben. In einfachen Fällen lassen sich sodann auch die Streuphasen berechnen.

Zur experimentellen Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts wurde eine Apparatur aufgebaut, die bezüglich Energiebereich der Neutronen und Auswahl der Streukörper grössere

Freiheiten gestattet als die früher angewendete „Ringmethode"[1][2]). Sie ist eine Entwicklung des in[1]) beschriebenen Neutronenkanals. Zur Verbesserung des relativen Untergrundes der Neutronen wurde die als Quelle dienende, schwere Eistarget der D—D-Reaktion allseitig mit einer Abschirmung umgeben (Fig. 1). Bei Verwendung von Anthracenkristallen zum Nachweis der Neutronen muss dabei die Entstehung von harter Gammastrahlung vermieden werden. Wir haben eine Mischung von 12% Borsäure in Paraffin hergestellt. In dieser Konzentration werden die im Paraffin verlangsamten Neutronen zu fast 100% im Bor absorbiert. Der dabei emittierte Gammastrahl des Li^{7*} hat nur eine Energie von 478 keV im Unterschied zu den 2,23 MeV der Neutronenabsorption im Wasserstoff.

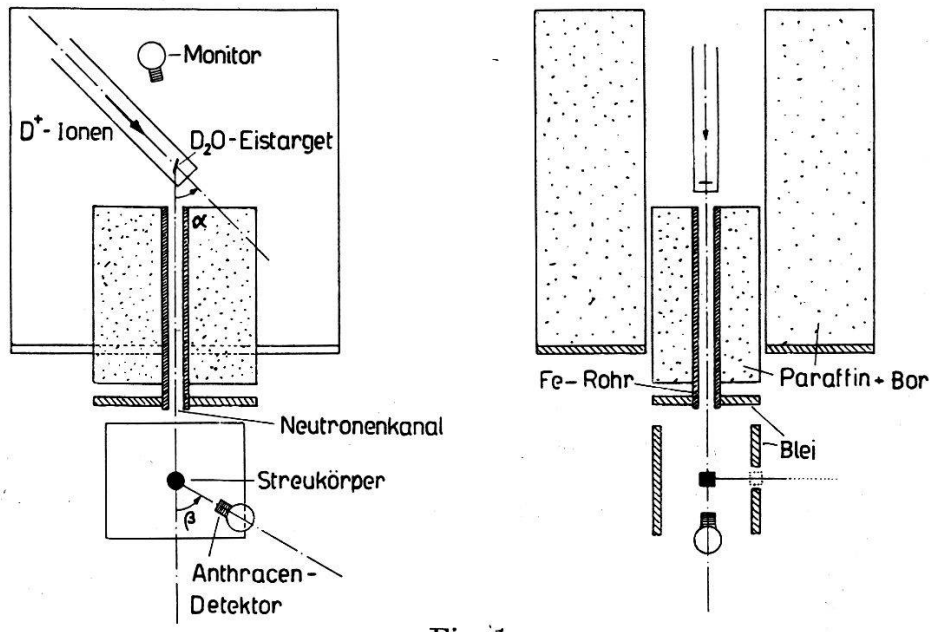


Fig. 1.

Anordnung für Winkelverteilungsmessungen mit Neutronenkanal. Abschirmung von Quelle und Detektor.

Wird die Abschirmung oberflächlich mit 25 mm Blei belegt, so reduziert sich diese Strahlung auf 2%. Die Neutronen treten durch einen Kanal von 25 mm Durchmesser aus der Abschirmung heraus. Monochromatische Neutronen zwischen 2 und 3,8 MeV können durch eine einfache Änderung des Winkels zwischen Kanal und Richtung der einfallenden Deuteronen ausgewählt werden. Als Streukörper können feste oder flüssige Stoffe in zylindrischer Form von wenigen cm^3 Volumen verwendet werden. Als weitere experimentelle Freiheit ist es möglich, die Streuebene unter einem beliebigen Azimutalwinkel zur einfallenden Neutronenrichtung zu wählen und damit Polarisationseffekte zu untersuchen. Die gesuchten Streuneutronen

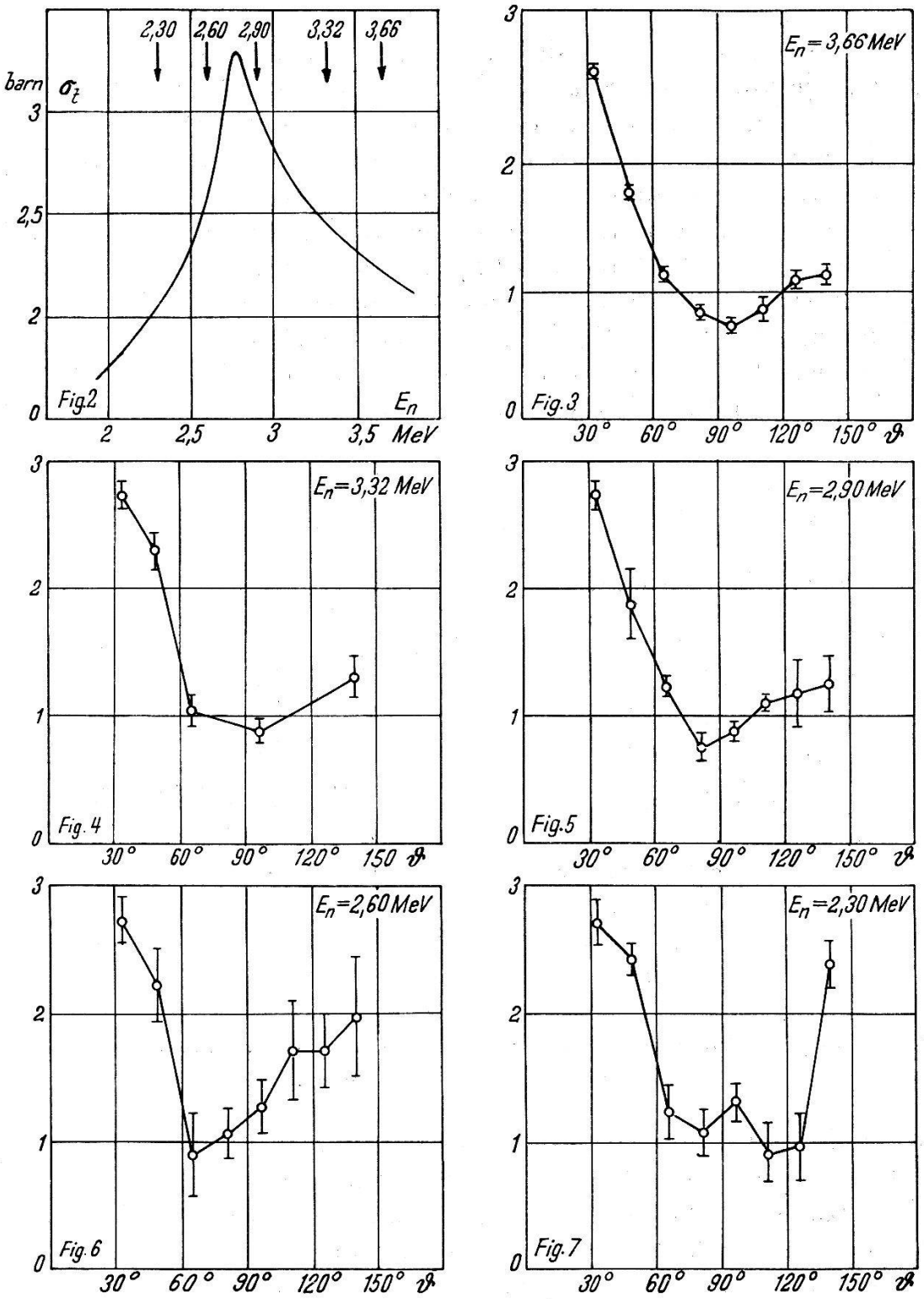


Fig. 2. σ_t von Be nach Messungen von RICAMO und ZÜNTI[3]).

Fig. 3—7. $d\sigma/d\omega$ von Be in Funktion des Streuwinkels ϑ (Schwerpunkt) für 5 Energiewerte. Ordinate in willkürlichen Einheiten.

werden als Differenz der Stosszahlen mit und ohne Streukörper gefunden. Ihre Intensität ist ca. 10%, in günstigen Fällen 30% des Untergrundes.

Die ersten, vorläufigen Ergebnisse wurden an Beryllium gewonnen (Fig. 3—7). Die Messungen dienten in erster Linie zur Prüfung der Methode. Ausserdem liegt ein besonderes Interesse zur Klärung der Resonanzstelle bei 2,75 MeV im totalen Wirkungsquerschnitt vor (Fig. 2). Dieses Niveau erfordert, wenn es einfach angenommen wird, zur Erklärung des hohen Wirkungsquerschnittes einen Bahndrehimpuls des einfallenden Neutrons von mindestens $l = 4$. Von BOCKELMAN u. a.[3]) wurde die Vermutung ausgesprochen, dass es sich um die Überlagerung zweier Niveaus bei 2,85 und 2,75 MeV handle. Wir haben die Winkelverteilung der gestreuten Neutronen an fünf Stellen, bei 3,66, 3,32, 2,90, 2,60 und 2,30 MeV gemessen. Von 3,7 bis 2,9 MeV ist die Verteilung nicht unterscheidbar verändert. Bei dieser Grenze beginnt dagegen eine zunehmende Rückwärtsstreuung aufzutreten, die bei 2,3 MeV fast auf den Betrag in Vorwärtsrichtung ansteigt.

Eine Analyse wird durch den Spin 3/2 des Targetkerns und den schon in diesem Energiebereich einsetzenden $(n, 2n)$ Prozess erschwert.

Literatur.

[1]) A. E. REMUND und R. RICAMO, Helv. Phys. Acta **25**, 447 (1952).
[2]) R. RICAMO, Nuovo Cim. **8**, 893 (1951).
[3]) R. RICAMO und W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **24**, 419 (1951).
[4]) C. M. BOCKELMAN, D. W. MILLER, R. K. ADAIR and H. H. BARSCHALL, Phys. Rev. **84**, 69 (1951).

Die $0^+ - 0^+$-Umwandlung des 1,45-sec-Cl^{34}

von W. ARBER und P. STÄHELIN (ETH., Zürich).

Beim bekannten 33-min-Cl^{34} handelt es sich nicht, wie bisher angenommen wurde, um den Grundzustand, sondern um den ersten angeregten Zustand des Cl^{34}. Teils wandelt sich dieses durch Positronenemission direkt in angeregten S^{34} um; teils führt eine stark konvertierte 145-keV-γ-Strahlung auf den Grundzustand des Cl^{34}. Der Konversionskoeffizient $0{,}13 \pm 0{,}04$ lässt auf magnetische 2^3-Pol-Strahlung schliessen. Dem angeregten 33-min-Cl^{34*} ist daher der Spin 3, dem Grundzustand des Cl^{34} der Spin 0 zuzuordnen.

Durch die Reaktion Cl^{35} (γ, n) entsteht neben dem 33-min-Isomer auch direkt der Grundzustand des Cl^{34}. Dessen Halbwertszeit beträgt $(1{,}45 \pm 0{,}10)$ sec. Ein Positronenspektrum mit 4,45 MeV Maximalenergie[1]) führt in den Grundzustand des Folgekernes S^{34}.

Cl^{34} ist der erste bekannte *uu*-Kern, dessen Spin im Grundzustand 0 ist. Mit dem *ft*-Wert 2650 gehört diese β-Umwandlung zu

den „übererlaubten". Weil der Ausgangs- und der Endkern beide den Spin 0 aufweisen, bietet diese Umwandlung den direktesten Nachweis einer Fermi-Wechselwirkung, da nur diese 0^+—0^+-Übergänge zulässt.

Herrn Prof. Dr. H. Wäffler vom Physikalischen Institut der Universität Zürich danken wir bestens für die Überlassung einer Apparatur zur Messung kurzer Halbwertszeiten.

Ein ausführlicher Bericht folgt demnächst im Nuovo Cimento.

Über die Absorption der Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung in Luft

von M. Teucher (Bern).

In einer früheren Arbeit[2]) wurde die Absorption der Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung in Luft untersucht, indem an fünf Orten zwischen 150 und 3774 m Seehöhe photographische Platten (Ilford G5) ausgelegt und die Zahl der in ihnen erzeugten „Sterne" mit $N_h \geqq 3$ gemessen wurden. Die Zahl der Sterne lässt sich durch ein Exponentialgesetz von der Form $N = N_0 \exp(-h/L)$ darstellen, wobei h die atmosphärische Tiefe (in g/cm²) und L die sogenannte Absorptionsschicht bedeutet. Die damaligen Messungen liessen sich am besten mit $L = 127$ g/cm² darstellen. Da an diesem Werte verschiedene Zweifel aufgetaucht sind, haben wir ähnliche Versuche unternommen, indem wir in Bern (550 m) und auf der Campana Margherita (Monte Rosa 4552 m) Platten exponierten. Die absolute Sternintensität in Bern betrug $2{,}8 \pm 0{,}2$ und auf dem Monte Rosa $38{,}5 \pm 1{,}5 \frac{\text{Sterne}}{\text{Tag} \cdot \text{cm}^3}$. Dabei ergab sich $L = 141$ g/cm². (Der Messpunkt in Bern ist mit 356, der auf dem Monte Rosa mit 2005 Sternen belegt.) Die Differenz der beiden Messwerte muss der Schwierigkeit zugeschrieben werden, für die Exposition der Photoplatten vollkommen gleichwertige Bedingungen zu schaffen. Vor allem scheinen die Rückstreuung von Neutronen und die durch diese ausgelösten energiearmen Sterne eine erhebliche Rolle zu spielen. Die Statistik wird vergrössert, um bei der Berechnung der Absorptionsschicht auf die energiearmen Sterne zu verzichten.

---

[1]) L. Ruby und J. R. Richardson, Phys. Rev. **83**, 698 (1951).

[2]) M. Teucher, ZS. Naturforschung **7a**, 61 (1952).

Photoerzeugung von Mesonen in Atomkernen

von W. THIRRING (Bern).

Die Photoerzeugung von Mesonen in Kernen wird unter Verwendung der empirischen Daten über die Photoerzeugung von Mesonen am einzelnen Nukleon und über die Absorption von Mesonen in Kernen berechnet. Dabei wird im Sinne der „Impuls approximation" als Modell für den Kern ein Gas von Nukleonen mit bestimmter Impulsverteilung angenommen. Der Erzeugungsquerschnitt pro Nukleon wird durch folgende Effekte reduziert:

1. Manche Endzustände der Nukleonen sind wegen Pauli-Prinzip verboten.
2. Durch die Bewegung der Nukleonen erleidet das Photon eine Dopplerverschiebung, so dass manche Nukleonen energetisch nicht in der Lage sind, Mesonen zu erzeugen.
3. Das Meson kann im selben Kern reabsorbiert werden.

Für leichte Kerne dominieren Effekt 1 und 2, für schwere Kerne gibt die Reabsorption die stärkste Reduktion.

Das bisherige experimentelle Material gibt die Energie und Winkelverteilungen der erzeugten Mesonen sowie die totalen Erzeugungsquerschnitte für verschiedene Elemente. Es lässt sich mit einem Gaußschen Impulsspektrum für die Nukleonen, mit einem e-Wert-Impuls, der einer kinetischen Energie von 18 MeV entspricht, innerhalb der statistischen Fehler erklären.

Etude expérimentale des gradients magnétiques par la résonance nucléaire

par G. J. BÉNÉ, P. M. DENIS, R. C. EXTERMANN et H. J. BONHOMME (Genève).

Cette note complète une publication antérieure[1]) et précise les conditions expérimentales d'étude des gradients présentant une direction privilégiée. Ce cas a été étudié théoriquement en détail par GABILLARD[2]) dans les conditions de passage rapide; malheureusement l'absence d'un champ d'homogénéité calculable en tous ses points n'a pas permis à cet auteur de vérifier quantitativement les résultats théoriques obtenus. Nous nous proposons de combler cette lacune et d'étudier comment doivent être interprétés les signaux obtenus dans les autres conditions d'observation non envisagées par GABILLARD.

1. *Obtention d'un champ magnétique présentant un gradient connu.*

On utilise comme source de champ magnétique un système de bobines d'Helmholtz. On sait que dans un tel système, le champ sur l'axe est constant au voisinage du centre de symétrie. Si les deux bobines sont alimentées par des courants d'intensité diffé-

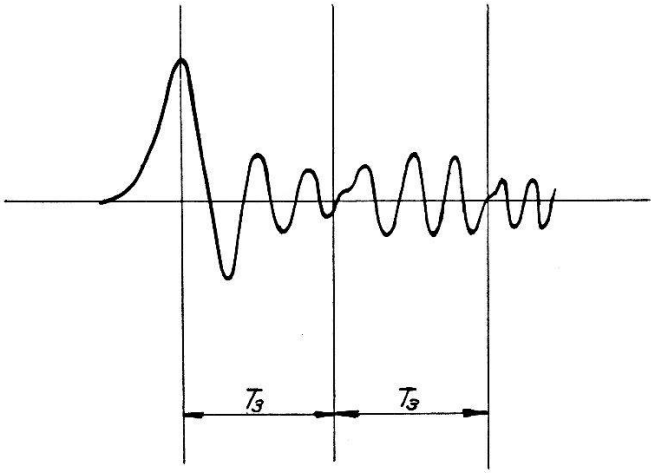


Fig. 1.

rente, le champ croîtra linéairement le long de l'axe, au voisinage du centre. On peut aisément calculer la valeur du champ en tous les points de l'axe, sur le volume de l'échantillon utilisé.

A titre d'exemple, le système utilisé donne au centre un champ magnétique de 822 gauss pour un courant d'alimentation de 60 ampères. Si le nombre d'ampères-tours reste le même, et que la différence d'alimentation ΔI des bobines soit d'un ampère, le champ magnétique aux extrêmités d'un échantillon de 1,4 cm placé sur l'axe, au centre du système, passe de

$$H - \Delta H = 822 - 0{,}14 \text{ gauss}$$
$$\text{à } H + \Delta H = 822 + 0{,}14 \text{ gauss},$$

soit une variation linéaire de 0,28 gauss.

Cette variation passe à 2,2 gauss pour une différence d'alimentation de 2 ampères, et à 7 gauss pour 3 ampères.

2. *Expérimentation.*

Nous avons, en passage rapide, observé le phénomène décrit par Gabillard[3]); l'étalonnage en temps de la courbe observée sur l'oscilloscope permet de mesurer T_3, intervalle des deux premiers minima de l'enveloppe du signal, d'où l'on tire ΔH par la relation[1]):

$$\Delta H = \pi/\gamma \; T_3 .$$

Lorsque la valeur de ΔH augmente, un phénomène nouveau apparaît; le signal, qui présente toujours des battements prend l'allure suivante:

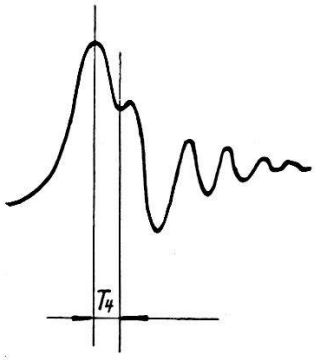


Fig. 2.

On constate en outre un passage continu du phénomène décrit par Gabillard à ce nouveau phénomène. L'intervalle de temps T_3 de 2 minima successifs (ou du maximum et du 1er minimum) diminue lentement; il devient l'intervalle T_4 du maximum et de la première concavité du nouveau signal.

Si ΔH croît encore, les battements disparaissent complètement; la figure de résonance reste légèrement dissymétrique, mais la largeur totale δH de la raie de résonance est une mesure de ΔH, la largeur naturelle de la raie étant alors négligeable.

Dans les 3 cas, les valeurs de 2 ΔH obtenues sont plus petites que les valeurs calculées de $^1/_3$ environ. On doit en déduire naturellement que la forme cylindrique de l'échantillon diminue statistiquement l'effet des protons situés dans les zones marginales.

Voici le tableau des résultats obtenus:

Méthode	Ecart Δ I (Amp.)	2 ΔH (gauss) valeur mesurée (moyenne)	$^2/_3$ de la valeur calculée
Phénomène Gabillard (mesure de T_3) . . .	0,5	0,20	0,21
Extension du phénomène Gabillard	1	0,70	0,72
(mesure de T_4). . . .	2	1,37	1,44
Largeur totale de la raie	4	3,1	3
d'absorption	6	4,6	4,4

Il est clair que, pour des études de ce genre, la forme de l'échantillon doit être étudiée pour diminuer l'effet statistique et par conséquent l'écart entre les valeurs calculées et observées. La précision

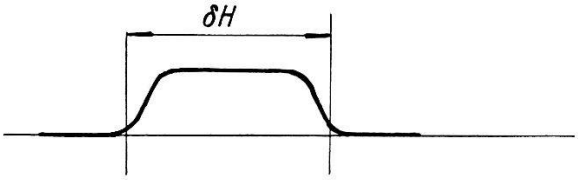


Fig. 3.

obtenue a été d'environ 5%. La dispersion la plus grande des résultats (atteignant sans dépasser 10%) est dans la mesure de T_4.

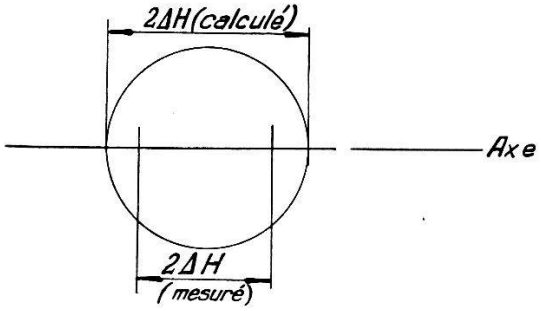


Fig. 4.

Littérature.

[1]) G. J. Béné, P. M. Denis, R. C. Extermann, Helv. Phys. Acta, **26**, 267 (1953).

[2]) R. Gabillard, Revue scientifique, Paris 1953 (sous presse).

[3]) Ce phénomène n'a rien de commun avec les battements de battements décrits par Béné, Denis, Extermann, Physica **17**, 308 (1951) où un signal d'allure analogue (bien que dans ce dernier cas l'intervalle entre le maximum et le 1er minimum du signal ne soit pas égal à celui de 2 minima successifs) est dû à la superposition des signaux produits par 2 échantillons indépendants situés dans la bobine de réception.

Eine neue elektronenoptische Bank

von E. Bas (ETH., Zürich).

Es wird eine neue elektronenoptische Bank für Forschungs- und Demonstrationszwecke beschrieben, die folgende Hauptmerkmale besitzt:

1. Die Möglichkeit einer direkten Ausmessung der elektronenoptischen Bilder auf dem Fluoreszenzschirm mittels eines Mikroskopes und eines direkten Photographierens von aussen.

2. Die Möglichkeit einer ständigen Beobachtung der ganzen Bank im Betrieb, wobei die Lage einzelner Elemente auf der Bank mittels eines Komperators ausgemessen werden kann.

3. Die Anschlussmöglichkeit eines zweiten Rezipienten zwecks Verlängerung der optischen Achse.

4. Leichtes Herausnehmen der Bank aus dem Rezipienten für Justierungszwecke.

5. Die Längsverschiebungsmöglichkeiten für drei verschiedene elektronenoptische Elemente auf der Bank, wobei ein Element noch zusätzlich eine Querverschiebung erhalten kann. Diese Verschiebungen sind unter Vakuum durchführbar und gleichzeitig mit einer Ablesegenauigkeit von einigen μ durch eingebaute Messuhren genau messbar.

6. Leichte Verschiebung der übrigen Elemente auf der Bank nach dem Öffnen des Rezipienten.

7. Betriebssichere mehradrige Einführung der Hochspannung bis zu 40 kV, wobei es möglich ist, zu gleicher Zeit negative und positive Polarität gegen Erde anzuwenden. Dies erlaubt, mit doppelter Elektronenspannung zu arbeiten.

8. Ein Betriebsvakuum von ca. 10^{-5} Torr.

Ein wesentlicher Unterschied gegenüber den früheren Ausführungen besteht in dem Führungskörper; die klassische prismatische Führungsschiene wird durch ein System von vier zylindrischen Wellen ersetzt. Man erreicht dadurch zweierlei: erstens die Möglichkeit eines gedrängteren Aufbaues von Blendensystemen und zweitens die Möglichkeit der unabhängigen Verschiebung von drei verschiedenen Elementen von aussen.

Anschliessend wurde noch ein Messergebnis der Elektronendichteverteilung in der Frauenhofschen Ebene (Crossover-Ebene) eines elektronenoptischen Immersionobjektives mit thermischer Kathode als Objekt wiedergegeben.

Gleichspannungsverstärker

von J. Schaffhauser (Saarbrücken).

Es bereitet Schwierigkeiten, beim direkt gekoppelten Gleichspannungsverstärker eine genügende Konstanz des Nullpunktes zu erzielen. Es fehlt deshalb nicht an Vorschlägen, die direkte Kopplung zu vermeiden und die zu messende Gleichspannung zuerst in eine Wechselspannung umzuformen und dann auf dem üblichen Wege zu verstärken. Diese letztere Methode vermag wohl die Schwierigkeiten des direkt gekoppelten Verstärkers zu umgehen, wenn die Umformung vor der ersten Röhre erfolgt — also etwa durch Zerhacker oder mit schwingendem Kondensator —, aber dafür treten neue Schwierigkeiten auf, abgesehen von dem nicht unerheblichen

Mehraufwand, der durch den Umformer bedingt ist. Die Schwierigkeiten sind dabei hauptsächlich in Kontaktpotentialen, induzierten Störspannungen durch den Antrieb des Umformers usw. zu suchen. Ferner ist der Frequenzbereich nach oben sehr begrenzt, weshalb diese Methode bevorzugt für langsam sich ändernde Gleichspannungen angewendet wurde. Der direkt gekoppelte Verstärker ist daher für viele Zwecke immer noch vorteilhafter und einfacher. Ferner ergeben sich damit auch bei der Verstärkung akustischer Schwingungen Vorteile, indem die beim RC-Verstärker auftretenden Einschwingverzerrungen vermieden werden können.

Wenn wir von der Begrenzung der Verstärkungsmöglichkeit durch Störeffekte (Funkeleffekt usw.) absehen, so bestehen die Schwierigkeiten beim direkt gekoppelten Verstärker hauptsächlich in einer

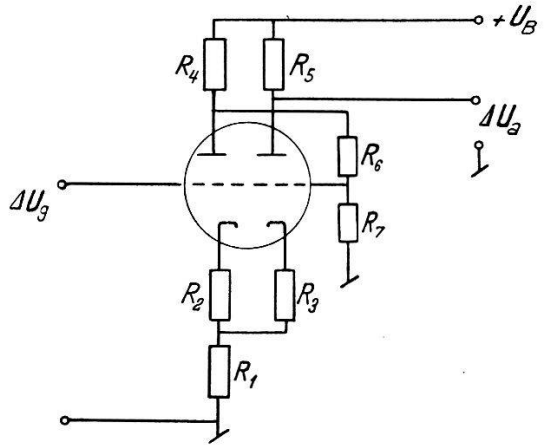


Fig. 1.

Beeinflussung des Nullpunktes durch Speisespannungsschwankungen (Heiz- und Anodenspannung), Abwanderung des Nullpunktes mit zunehmender Erwärmung, ferner in der Kopplung zweier Verstärkerstufen.

Zur Umgehung dieser Schwierigkeiten gibt es zwei Wege: entweder man baut den Verstärker in Brückenschaltung als Differentialverstärker, wobei im Falle vollkommener Symmetrie die Speisespannungsänderungen unwirksam bleiben, oder man versucht den Verstärker zu kompensieren. Die Kompensation hat dabei für Heizspannung und Anodenspannung getrennt zu erfolgen, da insbesondere bei indirekt geheizten Röhren die Auswirkungen nicht gleichzeitig erfolgen.

Für die Kompensation von Heizspannungsänderungen (ΔU_H) ist eine zweite Röhre notwendig, die möglichst dieselben Kathodeneigenschaften aufweisen soll. Es kann dazu eine Diode oder eine Triode verwendet werden. MILLER*) benutzt eine Doppeltriode,

*) MILLER, Electronics, Nov. 1941 (27).

deren 1. System zur Verstärkung und deren 2. System zur Kompensation dient. Eine Reduktion des Einflusses einer Anodenspannungsänderung (ΔU_B) ist aber damit nicht möglich. Infolgedessen muss der Netzteil sehr sorgfältig stabilisiert werden. Bei der üblichen elektronischen Stabilisierung mit Glimmlampe als Vergleichsspannung kann eine Konstanz von etwa 100 mV erreicht werden. Die Konstanz des Verstärkers kann dann nicht besser sein als ca. 1 mV.

Es soll im folgenden eine Schaltungsmöglichkeit (Fig. 1) gezeigt werden, bei der auf einfache Weise eine Kompensation gegenüber Heiz- und Anodenspannungsschwankungen erreicht werden kann. Ferner ist auch die Kopplung zweier Verstärkerstufen einfach und erfordert keine Hilfsspannung.

Die Rechnung liefert für die Anodenspannungsänderung den folgenden Ausdruck:

$$\Delta U_a = \left[1 - \frac{R_5}{B}\left(S_2 G + \frac{1}{R_{i_2}} - \frac{A}{R_{i_1}}\right)\right] \Delta U_B$$

$$- \frac{R_5}{B}\,(H_2 - A H_1)\,\Delta U_H + \frac{A}{B}\,S_1 R_5 \Delta U_{g_1}\,.$$

Hierin bedeuten:

$$A = \frac{S_2}{S_1}\,\frac{R_1 + G R_4}{1/S_1 + R_1 + R_2 + R_4/\mu_1}$$

$$B = S_2\left[\frac{1}{S_2} + R_1\left(1 - A\,\frac{S_1}{S_2}\right) + R_3 + \frac{R_1 + R_3 + R_5}{\mu_2}\right]$$

$$G = \frac{R_7}{R_6 + R_7}\,.$$

S, R_i, μ, $H = \partial J_a/\partial U_H$ sind die Röhrenkennwerte, deren Indices sich auf die erste bzw. zweite Triode beziehen. Die Bedeutung der übrigen Grössen geht aus Fig. 1 hervor.

Für den Fall der Kompensation müssen die Koeffizienten der Glieder mit ΔU_H und ΔU_B verschwinden. Die erste Klammer (Koeff. von ΔU_B) gibt dabei im wesentlichen die Bedingung für das Spannungsteilerverhältnis G und die zweite Klammer den Wert für A, der ungefähr 1 sein soll. Während die Kompensation von U_H keine Schwierigkeiten bereitet, ist diese für U_B nicht ohne weiteres möglich, denn das Spannungsteilerverhältnis G ist ja bereits durch den Arbeitspunkt der Röhre bestimmt. Man erhält daher in der ersten Verstärkerstufe eine Unterkompensation und in den übrigen Stufen eine Überkompensation. Es überwiegt aber in einem mehrstufigen Verstärker die Unterkompensation der ersten Stufe. Eine Verbesserung ist auf zwei Arten möglich: entweder man fügt vor das Gitter der zweiten Triode eine kleine Batterie ein (ca. 1,3 V

Mallory), oder man verwendet in der ersten Stufe Penthoden (weil G näherungsweise der reziproken Verstärkung entspricht, was aus der obigen Gleichung gefolgert werden kann). Es ist dann auch für U_B-Änderungen ein Minimum einstellbar.

Für die erste Stufe ist es vorteilhaft, eine Röhre zu verwenden, bei der beide Systeme über derselben Kathode aufgebaut sind, da zwei getrennte Systeme in ihren Eigenschaften nie so gut übereinstimmen können, auch nicht, wenn sie besonders ausgewählt werden. Es ist dann $R_2 = R_3 = 0$. Für die weiteren Stufen sind getrennte Kathoden vorteilhaft. Es kann dann mit R_2 die U_H-Kompensation eingestellt werden. Durch einen Spannungsteiler am Ausgang jeder Stufe kann jeweils dieselbe Spannung eingestellt werden wie am Eingang der

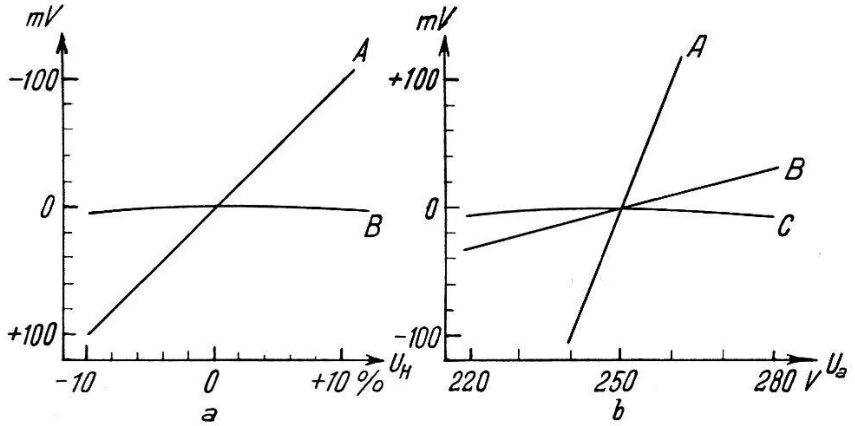


Fig. 2.

betreffenden Stufe. Es ist auch möglich, in der Kathode eine Spannungsteilung vorzunehmen, so dass Eingangs- und Ausgangsruhespannung gleich gewählt werden können. In den späteren Stufen kann dabei R_2 durch eine Glimmröhre ersetzt werden, wenn die Signalspannung grösser ist als die Brennspannungsschwankungen dieser Röhre.

Es wurden an einem 2stufigen Verstärker, bestehend aus einer 6SC7 in der ersten Stufe und einer 6SL7 in der zweiten Stufe, Messungen durchgeführt. Das Ausgangspotential der ersten Stufe war 80 Volt, dasjenige der zweiten Stufe von 160 Volt wurde durch einen Spannungsteiler wieder auf 80 Volt herabgesetzt. Die Geamtverstärkung war ca. 1500.

In Fig. 2a ist die Wirkung der Heizspannungskompensation dargestellt. Es sind über der Heizspannungsänderung die Werte der äquivalenten Gitterspannungsänderung aufgetragen, d. h. derjenigen Gitterspannungsänderung, die dieselbe Wirkung hat wie die entsprechende Heizspannungsänderung. Kurve A zeigt die Wirkung ohne Kompensation und Kurve B mit Kompensation. Bei kurz-

zeitigen Schwankungen des Netzes bis zu 3% waren die Schwankungen des Verstärkers kleiner als 0,5 mV.

Die Wirkung einer Anodenspannungsänderung ist in Fig. 2b, Kurve A, dargestellt. Beim vorliegenden Verstärker ergibt sich eine ca. 10fache Verminderung (Kurve B). Mit Gitterbatterie und Abgleich durch den Aussenwiderstand R_5 ist eine gute Kompensation möglich (Kurve C). Durch Verwendung von Penthoden in der ersten Stufe — zwei 6 SJ 7, deren erste als Triode geschaltet war, bzw. einer ECH 21 — konnte dasselbe Resultat auch ohne Batterie erreicht werden.

Es ist somit möglich, mit der beschriebenen Schaltung beim Gleichspannungsverstärker eine gute Konstanz zu erhalten, selbst ohne Stabilisierung des Stromversorgungsteiles. Die maximalen Schwankungen betragen dann 5—10 mV bei 10% Netzspannungsschwankungen. Durch Anwendung einer Stabilisierung lässt sich die Stabilität bis zur Grenzempfindlichkeit erhöhen. Diese liegt beim direkt gekoppelten Verstärker infolge des Funkeleffektes etwa zwischen 10 und 100 μV.

Herrn Prof. Dr. R. Guillien, Direktor des Physikalischen Institutes der Universität des Saarlandes, bin ich sehr zu Dank verpflichtet, dass er mir die Durchführung dieser Arbeit in seinem Institut ermöglichte.

Anführliche Publikation erfolgt in den „Annales Universitatis Saraviensis".

Ein stromsparendes Schaltungsprinzip für Breitbandverstärker

von D. Maeder (ETH., Zürich).

Bei der Endstufe eines Breitbandverstärkers wird die parallel zum Ausgang liegende schädliche Kapazität C_a oft wesentlich grösser als die unvermeidliche Röhrenkapazität, weil am Ausgang zusätzliche Geräte (Oszillographenröhren, Kippschaltungen) angeschlossen werden. Grosses C_a zwingt bekanntlich zur Anwendung niedriger Arbeitswiderstände, und damit zu grossem Ruhestromverbrauch. In Endstufen ist die Aussteuerung so gross, dass wir während steiler Impulsflanken die Röhre entweder als gesperrt oder als voll leitend (nur durch Gitterstromeinsatz begrenzt) betrachten können. Unter dieser Voraussetzung finden wir als minimalen Leistungsaufwand einer normalen Verstärkerstufe, welche an der Ausgangskapazität C_a Signale von der Amplitude $\pm \Delta U$ mit einer Anstiegszeit T erzeugen soll:

$$N_{\min} \approx 6 \frac{\Delta U^2}{T} C_a \left[1 + 1{,}5 \frac{R_i}{T} C_a\right]$$

Dies gilt sowohl für eine Kathodenfolgestufe (Fig. 1a) als auch für die gegengekoppelte Umkehrstufe (1b), wobei für R_i im Fall (a) der Tri-

odeninnenwiderstand, im Fall (b) der unterhalb des Knicks der Pentodencharakteristik wirksame Klemm-Innenwiderstand ($\lesssim 1/3$ Triodeninnenwiderstand $\ll$ Pentodeninnenwiderstand) einzusetzen ist.

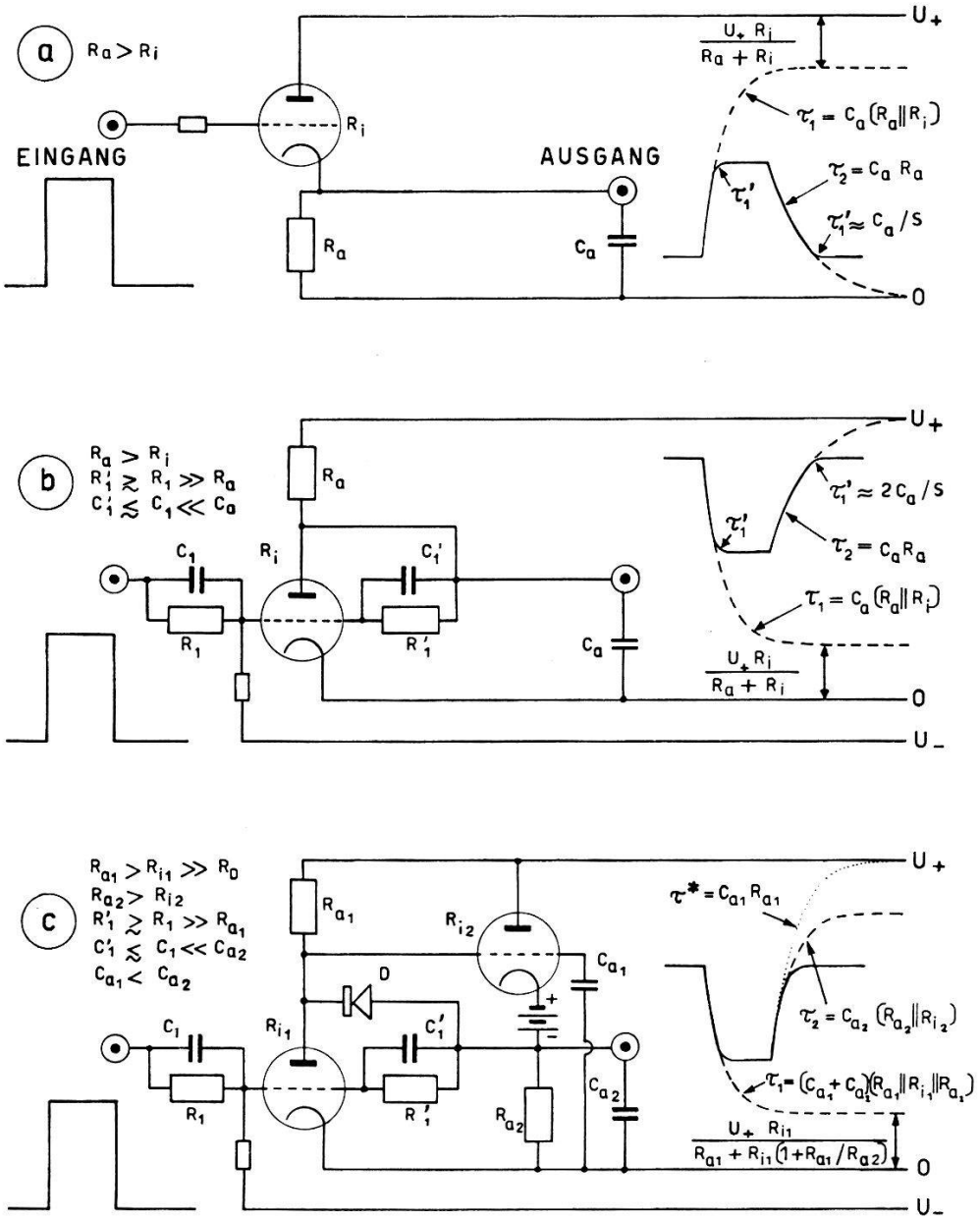


Fig. 1.
Übersteuerte gegengekoppelte Endverstärker.
a) Kathodenfolgestufe; b) Umkehrstufe; c) Diodengekoppelte Umkehrfolgestufe.

Bei kleinerem Leistungsaufwand (R_i zu gross) werden im Fall (a) die abfallenden, im Fall (b) die am Ausgang ansteigenden Impulsflanken verbreitert[1]). Durch eine Kombination von (a) und (b) ist es möglich, den bei vorgeschriebenem C_a und T benötigten Ruhe-

[1]) Qualitativ behandelt durch Elmore und Sands, Electronics, Experimental Techniques (McGraw-Hill, New York 1949), S. 58.

stromverbrauch erheblich zu reduzieren (1c): Beide Röhren arbeiten während langsamer Vorgänge mit kleinem Strom; bei Spannungssprüngen treten jedoch grosse Stromspitzen auf. Die Ausgangskapa-

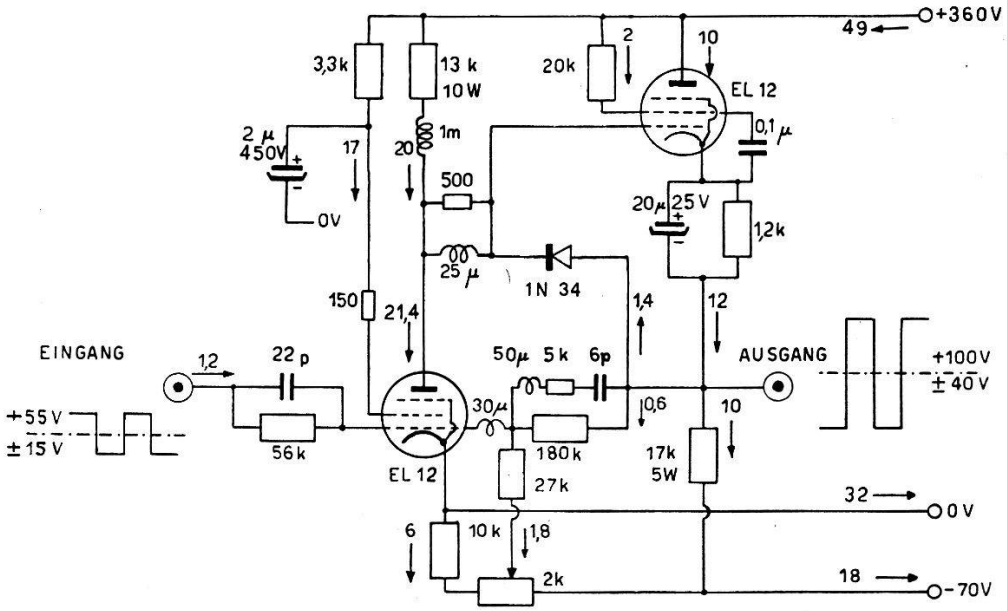
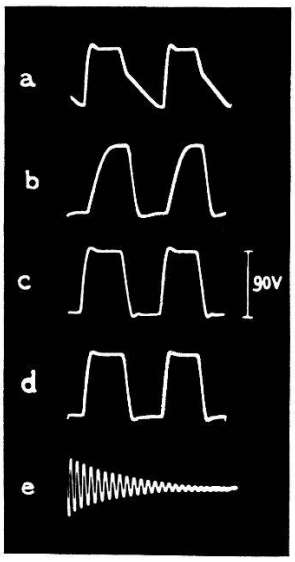


Fig. 2.
Umkehrfolgestufe als Endverstärker in einem Impulsgenerator.



a) Kathodenfolgestufe (vgl. Fig. 1a)

b) Umkehrstufe allein (vgl. Fig. 1b)

c, d) kombinierte Schaltung (vgl. Fig. 1c)

e) Zeiteichung 10 MHz

Fig. 3.
1 MHz-Rechteckschwingung.
a, b, c) mit 55 pF am Ausgang; d) ohne Zusatzkapazität.

zität C_{a2} wird jeweils von der Röhre 2 aufgeladen, bzw. von der Röhre 1 (über D) entladen. Für (1c) gilt:

$$N_{\min} \approx 6 \frac{\Delta U^2}{T} \left(C_{a1} + \frac{C_{a2}}{g_2}\right) \left[1 + 1{,}5 \frac{R_{i1}}{T} \left(C_{a1} + \frac{C_{a2}}{2 + T/R_{i1}(C_{a1} + C_{a2})}\right)\right]$$

wobei g_2 = Verstärkungsfaktor der Röhre 2.

Da $C_{a1} \approx 20$ pF, kann die Leistungsersparnis beträchtlich sein, sobald $C_{a2} \geqslant 40$ pF. (2) zeigt die Anwendung in einem Impulsgenerator für Rechteckspannungen bis zu 90 V. Aus (3c, d) ist ersichtlich, dass die Flankenbreiten unabhängig von zusätzlichen Belastungen bis 55 pF stets $< 0{,}1$ μsec bleiben. (3a, b) wurden mit demselben Gerät, jedoch ohne Kopplungsdiode aufgenommen, wobei die Spannung (a) am Kathodenfolgeausgang, (b) an der Anode der Vorröhre abgegriffen wurde.

Um mit einer normalen Kathodenfolgestufe das Ergebnis (3c) zu erzielen, wäre eine Dauerleistung von 40 Watt erforderlich; die neue Schaltung nimmt aber nur 20 Watt auf und liefert zudem noch eine 2,5fache Spannungsverstärkung.

Les tubes à propagation d'onde

par D. Reverdin (Paris)[1]).

Les tubes à propagation d'onde (travelling wave tubes) représentent la réalisation la plus récente parmi la grande gamme des tubes hyperfréquences. Le principe de fonctionnement des tubes à propagation d'onde peut être considéré aujourd'hui comme connu[2])[3])[4]).

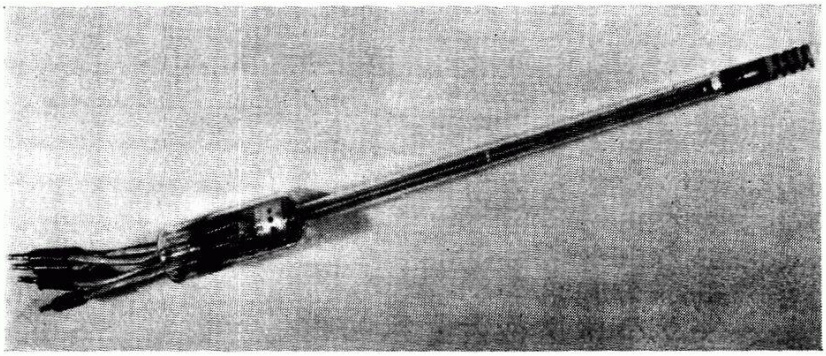


Fig. 1.

Pour ne rappeler que l'essentiel, dans ces tubes un faisceau électronique s'écoule dans le champ d'une onde électromagnétique de vitesse voisine de celle des électrons. Cette onde est guidée par une ligne à retard qui lui donne une vitesse réduite par rapport à celle de la lumière. Cette ligne à retard est, par exemple, constituée d'un fil enroulé en hélice, le long duquel l'onde hyperfréquence progresse à la vitesse de la lumière, ce qui donne une vitesse réduite parallèlement à l'axe de l'hélice. Les électrons du faisceau entrent en interaction avec les champs hyperfréquences de cette onde et sont ra-

lentis en cédant à l'onde hyperfréquence une partie de leur énergie cinétique correspondant à ce ralentissement. A la sortie de l'espace d'interaction la puissance de l'onde est ainsi amplifiée.

La figure 1 représente un modèle de tube à propagation d'onde, le T.P.O. 851. Ce tube comporte une hélice en fil de molybdène d'environ 25 cm de longueur, de 5,5 mm de diamètre et d'un pas de 1,55 mm. La figure 2 donne les caractéristiques du tube pour de petits signaux d'entrée. Fonctionnant autour de 2500 V avec un

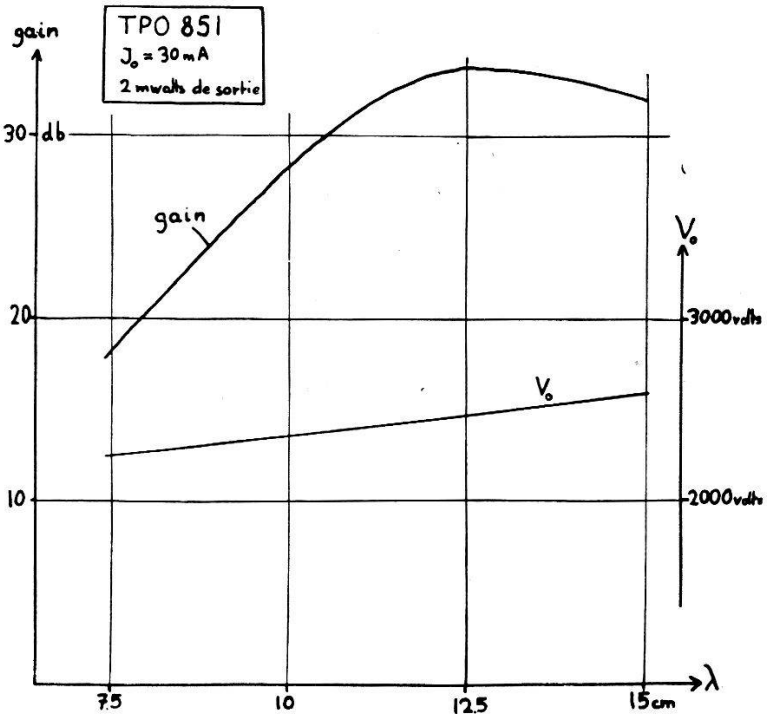


Fig. 2.

courant de 30 mA, le tube a un gain variant entre 18 db et 32 db pour des ondes hyperfréquences allant de 7,5 cm à 15 cm de longueur d'onde. Ce gain a été obtenu pour une puissance de sortie constante de 2 mW. La courbe de gain est analogue pour une puissance de sortie de 100 mW. Avec un gain plus faible, ce tube donne une puissance maximum d'environ 10 W. Ce tube est donc caractérisé par sa très grande largeur de bande de fonctionnement qui lui assure des applications très variées. Actuellement, il est utilisé en France dans les postes de relais de câbles hertziens pour la téléphonie et la télévision. Dans ce cas il est employé comme amplificateur autour de 8 cm de longueur d'onde.

L'inconvénient d'un tel tube est constitué par son niveau de bruit élevé. On mesure par exemple pour le T.P.O. 851 un facteur de bruit d'environ 25 db. Un tube spécial à faible bruit est actuellement en cours de développement. La théorie et l'expérience ont montré

que le bruit le long d'un faisceau électronique pour une certaine fréquence possède alternativement des maxima et des minima[5][6]. Au moyen de deux anodes supplémentaires placées entre la cathode et l'hélice on intercale un espace de glissement de longueur électrique réglable, ce qui permet d'exciter à l'entrée de l'hélice un bruit minimum. Avec une construction convenable il a été ainsi possible d'obtenir un facteur de bruit de 10 db alors que le bruit théorique minimum serait de l'ordre de 6 db. Ce résultat prouve que la méthode de construction du tube à propagation d'onde à faible bruit est correcte et prometteuse. Le tube amplificateur à faible bruit actuel donne un gain de 15 db et serait donc utilisable comme amplificateur d'entrée d'un récepteur.

Littérature.

[1]) Actuellement à la Compagnie Générale T.S.F., 23, Rue du Maroc, Paris (XIX), France.
[2]) R. Kompfner, Wireless Engr. Sept. 1947, p. 255.
[3]) J. R. Pierte et L. M. Field, Proc. I. R. E. **35**, 108 (1947).
[4]) O. Doehler et W. Kleen, Annales de Radioélectricité **2**, 232 (1947).
[5]) C. C. Cutler et C. F. Quate, Phys. Rev. **80**, N° 5, 875 (1950).
[6]) G. Convert, Ann. de Radioélectricité **7**, 225 (1952).

Ein verzeichnungsarmes elektromagnetisches Doppelprojektiv für Elektronenmikroskope

von L. Wegmann (Zürich).

Der unvermeidliche sphärische Fehler von Elektronenlinsen wirkt sich bei Projektiven als Bildverzeichnung aus. Eine von Hillier[1]) angegebene Methode, diese Verzeichnung zu vermeiden, besteht in der Serieschaltung von zwei Linsen L_a und L_b, wobei die Geometrie so gewählt wird, dass die Verzeichnung der beiden Linsen sich im Endbild kompensiert. Dies ist dann der Fall, wenn zwischen jedem Endbildradius q und dem entsprechenden Zwischenbildradius r eine lineare Beziehung besteht. Die allgemeine Beziehung lautet

$$q = r\,(A_0 + A_1 \cdot k_a r^2 + A_2 \cdot k_b r^2)\,, \tag{1}$$

wo k_a, k_b die Konstanten der sphärischen Aberration sind. Die Grössen A_0, A_1, A_2 enthalten die Geometrie der Anordnung sowie die Brennweiten f_a und f_b. Die Lösung von Hillier ist $A_1 = A_2 = 0$, woraus

$$f_a = d; \qquad f_b = \frac{D\,d}{D+d}\,; \tag{2}$$

[1]) J. Hillier, J. Appl. Phys. **17**, 411 (1946).

d ist der Abstand der zwei Linsen, D der Abstand zwischen L_b und Endbild. Die obige Lösung gibt eine einzige feste verzeichnungsfreie Vergrösserung.

Nun kann aber das Problem viel allgemeiner gelöst werden, wenn in (1) $k_a \cdot A_1 = -k_b \cdot A_2$ gesetzt wird. Daraus folgt

$$f_b = \frac{D \cdot d}{D+d}\left[1 + \frac{k_b}{k_a} \cdot \frac{f_a}{d} \cdot \left(\frac{d}{f_a} - 1\right)^3\right] \tag{3}$$

Diese Beziehung bestimmt für jeden Wert von f_a eine verzeichnungsfreie Vergrösserung. Wird ein Linsensystem nach (3) gesteuert, so entsteht eine kontinuierlich variable verzeichnungsfreie Vergrösserung. Für elektromagnetische Linsen gilt $1/f = c \cdot i^2$, wo i der Spulenstrom und c eine Konstante ist. Es ist prinzipiell möglich, $i_b(i_a)$ so zu steuern, dass (3) erfüllt ist. Praktische Bedeutung haben Näherungsschaltungen. Zwei Schaltungen I und II mit

$$i_b^{\mathrm{I}} = \frac{1}{A - \frac{B}{i_a}}, \qquad i_b^{\mathrm{II}} = \frac{1 - A \cdot i_a}{C \cdot i_a + B\,(1 - A \cdot i_a)} \tag{4}$$

wurden berechnet und ausgemessen. Die Zahl der unabhängigen Konstanten in (4) gibt die Zahl der frei wählbaren Schnittpunkte von $f_b^{\mathrm{I}}(f_a)$ oder $f_b^{\mathrm{II}}(f_a)$ mit (3) und damit die Güte der Näherung. Das berechnete Beispiel ergab in Schaltung I variable Vergrösserung zwischen 12 und 30× mit maximal 5% Verzeichnung in diesem Bereich, in Schaltung II variable Vergrösserung zwischen 9,5 und 24× mit maximal 2% Verzeichnung. Die experimentellen Resultate bestätigen diese Erwartung.

Zum Auflösungsvermögen des Elektronenmikroskops mit kalter Kathode

von L. Wegmann (Zürich).

Die guten Auflösungen bis hinunter zu 20 Å, welche seit einigen Jahren mit dem Kaltkathodenstrahlmikroskop erreicht werden, konnten nicht verhindern, dass in der Literatur auch heute noch die Eignung der kalten Kathode für den Betrieb eines hochauflösenden Elektronenmikroskopes bestritten wird wegen der angeblichen Geschwindigkeitsstreuung von 10 bis 100 Volt. Eine direkte Messung dieses Spektrums mit der notwendigen Genauigkeit lag nicht vor. Nun haben Möllenstedt und Düker[1]) mit einem elektrostatischen Geschwindigkeitsanalysator verschiedene Kaltkathoden, darunter auch die Induni-Kathode[2]), ausgemessen und finden durchgehend eine Geschwindigkeitsverteilung, welche im wesentlichen

eine Glühelektronenverteilung mit zwei- bis dreifacher Halbwertsbreite darstellt. Nach der Seite der grösseren Geschwindigkeiten findet sich bei den kalten Kathoden eine weit auslaufende Flanke, deren Intensität jedoch so schwach ist, dass sie bei einer Elektronenquelle für Mikroskopie keine Rolle spielen kann.

Für die durch die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen gegebene Grenze des Auflösungsvermögens eines Elektronenmikroskopes hat von Borries[3]) einen Wert angegeben, der unter Benutzung des bekannten chromatischen Fehlers einer Elektronenlinse vom Glockenfeldtyp berechnet ist. Von Borries rechnet mit der thermischen Geschwindigkeit von Glühelektronen bei 2700°, welche mit 0,23 eV die Auflösungsgrenze des Mikroskopes bei 0,23 Å festlegt. Nach Langmuir sind mit dieser Rechnung etwa 85% der Elektronen erfasst. Für denselben Prozentsatz von Elektronen aus der Kaltkathode ist nach den Messungen von Möllenstedt und Düker[4]) höchstens mit dem vierfachen Wert zu rechnen, so dass bei einer Geschwindigkeitsstreuung von 1 eV die Auflösungsgrenze des Kaltkathodenstrahlmikroskopes bei 1 Å liegen würde. Nimmt man auch für die Glühkathode nicht die theoretischen Werte, sondern die Messungen von Möllenstedt und Düker, so erhält die Streuung für die Kaltkathode nur den zweifachen Wert der Glühelektronenstreuung. Da das Auflösungsvermögen des Analysators von Möllenstedt und Düker die Glühkathode etwas benachteiligt, dürfte dieser Wert etwas zu klein sein. Das wirkliche Verhältnis der Grenzauflösungen liegt somit ungefähr bei 3:1.

Diese Abschätzung ist nur roh; sie zeigt aber, dass bei den heute erreichten besten Auflösungen von 10 bis 15 Å der Unterschied der Geschwindigkeitsverteilungen zwischen Glüh- und Gasentladungskathode in keiner Weise bemerkbar wird, insbesondere da die chromatische Streuung der Elektronen im Objekt meist Fehler von viel grösserem Ausmass erzeugt.

Literatur.

[1]) G. Möllenstedt und H. Düker, Z. f. Naturforschg. **8a**, 79 (1953).
[2]) G. Induni, Helv. Phys. Acta **20**, 463 (1947).
[3]) B. von Borries, Die Übermikroskopie, Aulendorf/Württ. 1949, p. 139.
[4]) a.a.O., Abb. 25.