Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 31 (1958)

Heft: IV

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 16.07.2025

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

© 1958 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft
Société Suisse de Physique. – Società Fisica Svizzera
Nachdruck verboten – Tous droits réservés – Printed in Switzerland

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Romont, am 3./4. Mai 1958

Präsident: Prof. Dr. J. ROSSEL (Neuchâtel)
Vizepräsident: Prof. Dr. H. H. STAUB (Zürich)
Sekretäre: Prof. Dr. J. ACKERET (Zürich)
Dr. K. P. MEYER (Basel)

Allgemeiner Teil

Die Gesellschaft konnte an dieser Tagung das fünfzigjährige Jubiläum ihrer Gründung feiern. Prof. EDGAR MEYER, selbst eines der gründenden Mitglieder, liess anhand seiner *Reminiszenzen von der Gründung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft vor 50 Jahren* die alten Zeiten vor der Versammlung wieder lebendig werden.

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: Die Herren D. W. MEHL (Mexico), R. DESSOULAVY (Lausanne), CH.-N. MARTIN (Paris), D. ROUX (Genève), P. J. FRANK (Genève), S. METHFESSEL (Adliswil-Zürich), P. NIKLAUS (Allschwil BL), P. GRASSMANN (Zürich), W. MARTI (Winterthur), M.-A. NICOLET (Basel), C. JOSEPH (Lausanne), G.-A. GRIN (Lausanne), D. BOVET (Lausanne), J. WEBER (Neuchâtel), D. SPEISER (Genève), J. KERN (Fribourg), E. JEANNET (Neuchâtel), E. VAUCHER (Neuchâtel), J.-W. SUNIER (Zürich), H. LOELIGER (Zürich), E. BRUN (Zürich), H.-J. GERBER (Zürich), A. JANNER (Carouge GE), D. CHAUVY (Neuchâtel), P. VERSTRAETE (Lausanne), P. KARTASCHOFF (Neuchâtel), P. SANTSCHI (Basel), H.-J. STOCKER (Zürich), A. BOTTA (Lausanne).

Den im Dezember 1957 verstorbenen Mitgliedern, Prof. P. GRUNER und Prof. A. JAQUEROD, wurden von ihren Nachfolgern im Amte, Prof. A. MERCIER und Prof. J. ROSSEL, Nachrufe gewidmet, die hier nachfolgend wiedergegeben sind.

Die SPG zählt zurzeit 534 Mitglieder.

Die Jahresrechnung und der Revisorenbericht werden vorgelegt und genehmigt.

Prof. M. FIERZ, Redaktor der Helvetica Physica Acta, erstattet Bericht über die Situation unserer Zeitschrift.

Prof. A. PERRIER, Präsident des Schweiz. Nationalkomitees für Physik, erstattet ebenfalls seinen jährlichen Bericht. Er ist von diesem Posten nunmehr zurückgetreten. Sein Nachfolger ist Prof. PAUL HUBER (Basel).

Zum Abschluss der Frühjahrstagung in Romont trafen sich am Sonntagmittag noch ungefähr 50 Personen zu einem Ausflug nach Gruyère, wo sich unsere Gesellschaft, gleich wie am Samstagabend in Romont, der Gastfreundschaft der «Electroverre Romont S.A.» erfreuen durfte.

Die nächste Tagung wird im Rahmen der 138. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft am 13. und 14. September 1958 in Glarus stattfinden.

PAUL GRUNER (1869–1957)

PAUL GRUNER *est décédé le 11 décembre 1957, un mois avant d'atteindre l'âge de 89 ans.*

Issu d'une des plus anciennes familles de la Ville de Berne, c'est là qu'il a développé la plus grande partie de son activité. Docteur de l'Université de Zurich, il fit aussi un séjour d'étude en Grande-Bretagne. Maître au Gymnase Libre puis Privatdocent dès 1894, il fut nommé professeur à l'Université de Berne en 1903. C'est donc lui qui a occupé la première chaire de physique théorique et mathématique qui fut créée et expressément désignée comme telle en Suisse.

P. GRUNER *a été recteur de l'Université, membre du Comité Central de la Société helvétique des Sciences naturelles où il a joué un rôle fort en vue en particulier à la station scientifique du Jungfraujoch et dans diverses commissions. Il a été dès le début membre de la Société Suisse de Physique qu'il a présidée autrefois, et il a rendu des services particulièrement méritoires dans la publication des travaux suisses du domaine de la physique, surtout après la création des Helv. Phys. Acta, puisqu'il en a été le distingué rédacteur pendant un très grand nombre d'années. Il ne fait pas de doute que c'est à* P. GRUNER *que l'on doit d'avoir donné très tôt un éclat que les Helvetica Physica Acta ont gardé depuis et qui s'est intensifié d'année en année.*

P. GRUNER *fut un pédagogue de premier ordre.*

Dans ses recherches, il fut un passionné d'optique, théorique et expérimentale. Cependant il débuta par l'étude du rayonnement ainsi que par celle de l'énergétique. Il a aussi publié des travaux sur la radioactivité, la théorie cinétique, la théorie des électrons, les potentiels thermodynamiques, la relativité restreinte et ses représentations graphiques, l'ancienne théorie des quanta...

Mais le grand problème qui devint la ligne de conduite de ses travaux scientifiques fut celui des milieux troubles, en particulier le ciel diurne et le

ciel crépusculaire. C'est dans ce domaine qu'il s'est fait un nom, tant par des travaux théoriques que par des observations minutieuses. Ses monographies sur la lumière crépusculaire sont classiques.

En dehors de ses recherches en physique et de sa charge professorale, P. GRUNER *s'est voué de toute son âme à la cause du protestantisme. Il était profondément religieux et il a écrit de nombreuses études sur la nature divine des choses.*

A. Mercier.

ADRIEN JAQUEROD (1877–1957)

Nous tenons à rendre ici un hommage déférent et amical au Professeur ADRIEN JAQUEROD, *ancien directeur de l'Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel, fondateur et ancien directeur du Laboratoire suisse de recherches horlogères, décédé le 21 décembre 1957 à l'âge de 80 ans.*

Durant sa longue carrière de chercheur et de pédagogue, il a donné l'exemple d'un enthousiasme et d'une curiosité scientifiques inaltérables. Une fraîcheur intellectuelle peu ordinaire l'a animé jusqu'à ses derniers moments. Ami des jeunes, entraîneur d'hommes, pédagogue exigeant et efficace, A. JAQUEROD *était un expérimentateur né, dont les doigts habiles transformaient en instrument de physique l'objet le plus banal; il fut un noble représentant de cette race de physiciens en voie de disparition, balayés par les progrès des techniques électroniques. Ses travaux dans le domaine de la physique des gaz, dont il reste des marques définitives dans les grandes tables de constantes, en radioactivité, dans les domaines de l'élasticité, de la métrologie et de la chronométrie, ont fait de lui un savant connu et estimé.*

Notre société lui doit beaucoup. En 1908, jeune professeur, il participait à sa fondation; à deux reprises il en assuma la présidence et il fut en 1927 un des initiateurs des Helvetica Physica Acta. Toujours très fidèle aux séances de la Société Suisse de Physique auxquelles il apporta de nombreuses contributions scientifiques A. JAQUEROD *restera, j'en suis certain, dans la mémoire de tous ceux qui l'on connu.*

Il n'était pas qu'un cerveau, il était un homme que de nombreuses attaches liaient à la nature; ami passionné de la montagne, il était devenu une figure très connue d'un beau coin du Valais, tout comme son ami le violoniste André de Ribeaupierre. L'eau et ses joies le fascinaient également; navigateur invétéré, il écuma le lac de Neuchâtel par tous les temps et par tous les vents.

Durant les 10 ans où j'ai eu le privilège de travailler presque porte à porte avec lui, malgré la différence d'âges et les réserves que souvent l'on manifeste à l'égard d'un jeune successeur, A. JAQUEROD *m'a constamment appuyé et soutenu de sa bienveillance et de son amitié. Je lui en conserverai avec mon estime et mon admiration une fidèle gratitude.*

J. Rossel.

Wissenschaftlicher Teil

Die Beiträge aus dem Gebiete der angewandten Physik (14 Mitteilungen) erscheinen in der «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik (ZAMP).

Ein Rechenprogramm zur Auswertung der Rotationsspektren starrer Moleküle

von F. KNEUBÜHL, T. GÄUMANN, T. GINSBURG und Hs. H. GÜNTHARD
(Organisch-Chemisches Laboratorium, ETH. Zürich)

Ein wichtiges Gebiet der Mikrowellenspektroskopie ist die Untersuchung reiner Rotationsübergänge[1]). Ein Molekül ohne innere Drehbarkeit (z. B. H_2CCF_2) verhält sich im Gaszustand in erster Näherung wie ein kräftefreier starrer Kreisel. Die drei Hauptträgheitsmomente desselben bestimmen sein rotatorisches Verhalten und seine Energieniveaux. Anstelle von $I_A \leqq I_B \leqq I_C$ werden häufig die Rotationskonstanten A, B, C verwendet:

$$A = \frac{h}{8\pi^2 I_A} \qquad B = \frac{h}{8\pi^2 I_B} \qquad C = \frac{h}{8\pi^2 I_C}.$$

Für die Niveauberechnung stehen Tabellen zur Verfügung[2])[3]). Das permanente, elektrische Dipolmoment des Moleküls bestimmt die Übergangsregeln.

Folgende zwei mathematischen Probleme stellen sich bei der Auswertung der Rotationsspektren:

1. Berechnung der Lage der Absorptionslinien $f_{ger.}$ (A, B, C) in einem gewünschten Frequenzintervall zu gegebenen A, B, C.

2. Berechnung von A, B, C aus einer Anzahl gemessener Absorptionsfrequenzen $f_{k,gem.}$, die auf 6–7 Dezimalen bestimmt wurden.

Mit Hilfe von Tabellen sind diese Rechnungen zeitraubend und teilweise nur ungenau durchführbar. Deshalb wurde ein Programm für die ERMETH (elektronische Rechenmaschine der ETH.) zur Lösung dieser Probleme entwickelt. Es umfasst total 1000 Befehlspaare und belegt 700 Rechenzellen. Die ERMETH schränkt die Rechenzeit mit Tabellen von einer Woche auf einige Stunden ein. Der Genauigkeitsgewinn ist am untenstehenden Beispiel ersichtlich.

Die ERMETH liefert bei der 1. Aufgabe nach Eingabe von A, B, C die Absorptionsfrequenzen auf 11 Dezimalen und ihre Indizierungen.

Die 2. Aufgabe wird prinzipiell wie folgt gelöst: Nach Eingabe der gemessenen Frequenzen $f_{k,gem.}$, eines Satzes von Rotationskonstanten

A_m, B_m, C_m und vorgeschriebenen Intervallen δA_m, δB_m, δC_m stellt die ERMETH folgendes lineares Gleichungssystem auf:

$$k = 1 \cdots n \ , \ n \geqslant 3$$

$$f_{k,gem.} - f_{k,ger.}(A_m, B_m, C_m) =$$

$$= \frac{\Delta A_m}{\delta A_m} \{ f_{k,ger.}(A_m + \delta A_m, B_m, C_m) - f_{k,ger.}(A_m, B_m, C_m) \}$$

$$+ \frac{\Delta B_m}{\delta B_m} \{ f_{k,ger.}(A_m, B_m + \delta B_m, C_m) - f_{k,ger.}(A_m, B_m, C_m) \}$$

$$+ \frac{\Delta C_m}{\delta C_m} \{ f_{k,ger.}(A_m, B_m, C_m + \delta C_m) - f_{k,ger.}(A_m, B_m, C_m) \}.$$

Dieses wird nach der Methode der kleinsten Quadrate aufgelöst:

$$A_{m+1} = A_m + \Delta A_m \qquad B_{m+1} = B_m + \Delta B_m \qquad C_{m+1} = C_m + \delta C_m$$

$$S = \sum_{k=1}^{n} \{ f_{k,gem.} - f_{k,ger.}(A_{m+1}, B_{m+1}, C_{m+1}) \}^2 = \text{Minimum}.$$

Da die $f_k(A, B, C)$ im allgemeinen keine linearen Funktionen sind, ist obige Rechnung mehrmals zu durchlaufen ($m = 0, 1, 2, 3 \ldots$).

Als Beispiel sei hier die Auswertung der Messungen von J. H. BURKHALTER[4]) im 1-cm-Gebiet an Cyklopentanon angeführt:

9 Absorptionslinien im Bereich 17–25 kMHz, Angabe auf 7 Dezimalen.

$m = 0$ Auswertung durch J. H. BURKHALTER

$m = 1,2$ sukzessive Verbesserung mit Hilfe der ERMETH

S	$m = 0$	2,050	MHz²	A	$m = 0$	6,621440	kMHz
	1	1,691812	MHz²		1	6,621811673	kMHz
	2	1,691807	MHz²		2	6,621811368	kMHz
B	$m = 0$	3,351994	kMHz	C	$m = 0$	2,410217	kMHz
	1	3,351954050	kMHz		1	2,410269909	kMHz
	2	3,351954044	kMHz		2	2,410269914	kMHz

Literatur

1) Zusammenfassender Artikel W. MAIER, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd. 24, S. 275–370 (1957).

2) KING, HAINER, CROSS, J. Chem. Phys. **11,** 27 (1943).

3) TOWNES, SCHAWLOW, Microwave Spectroscopy, McGraw Hill, Anhang, 1955.

4) J. H. BURKHALTER, J. Chem. Phys. **23,** 1172 (1955).

Absorptionsspektrum des NO-Moleküls, Feinstruktur-Analyse der δ- und β-Banden und homogene Störung $C\,^2\Pi$ - $B\,^2\Pi$.

von A. LAGERQVIST (Stockholm) und E. MIESCHER (Basel)

Erscheint zurzeit ausführlich in den Helv. Phys. Acta

Comparaison entre déterminations de temps astronomiques et atomiques

par J. Bonanomi, J. De Prins, J. Herrmann et P. Kartaschoff
(Laboratoire suisse de recherches horlogères et Institut de Physique, Neuchâtel, Suisse)

et

J.-P. Blaser, M. Cavedon, R. Payot et W. Schuler
(Observatoire Cantonal de Neuchâtel, Suisse)

Depuis janvier 1957 une horloge à quartz, reliée à la batterie de l'Observatoire de Neuchâtel est contrôlée à l'aide d'un étalon de fréquence (Maser du L.S.R.H. [1]). Ceci a permis de déterminer l'heure par mesures astronomiques d'une part et à l'aide du maser d'autre part.

1. *Déterminations du temps astronomique*

Les déterminations de temps en TU_0 ont été faites à l'aide d'une lunette zénithale photographique (PZT) et d'un astrolabe Danjon [2]) par rapport à l'horloge à quartz contrôlée par le maser. Pour le PZT, une observation présente par rapport à la moyenne du groupe un écart moyen de 7 msec. L'écart moyen d'un groupe de 10 observations peut être évalué à 2,5 msec pour le PZT et à 3,5 msec en moyenne pour l'astrolabe Danjon.

Nous aurons [3]:

$$TU_1 = TU_0 + \Delta\lambda$$
$$TU_2 = TU_1 + \Delta T_s$$

où $\Delta\lambda$ et ΔT_s sont respectivement les corrections tenant compte des déplacements du pôle et des variations saisonnières de rotation de la Terre.

De plus rappelons que le temps des éphémérides est donné par:

$$TE = TU_2 + \Delta T$$

où ΔT tient compte des fluctuations irrégulières de rotation de la Terre et d'un terme séculaire.

2. *Détermination du temps atomique*

1° *Principe de la méthode:* La mesure continue d'une horloge à quartz permet de calculer par intégration l'état de l'horloge. En pratique cette mesure continue n'est pas nécessaire. Avec une horloge à quartz de bonne qualité, une mesure de fréquence bimensuelle permet le calcul de l'état, par interpolation linéaire de la fréquence entre les mesures. Cette procédure, jointe à une précision des mesures de fréquence de $2 \cdot 10^{-10}$ permet la détermination de l'heure avec une précision de l'ordre de quelques msec par an.

Il est de plus possible de contrôler la précision obtenue si l'on dispose d'une batterie d'horloges à quartz, dont les états et les fréquences sont journellement comparés. Il suffit de calculer les états de chaque horloge par intégration des fréquences déterminées à l'aide du maser, et de comparer les différences d'états calculées à celles effectivement mesurées. Les

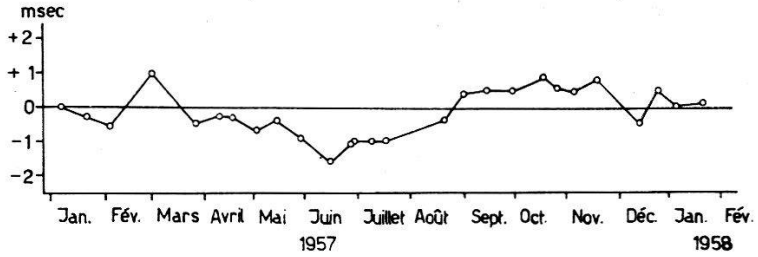

Fig. 1

Contrôle de la méthode de mesure

Les fréquences de deux horloges à quartz ont été déterminées bimensuellement à l'aide d'un maser. Après interpolation linéaire de la fréquence entre les mesures, il a été possible de calculer leur état par intégration de la courbe de fréquence. D'autre part, la différence d'état entre les deux horloges est journellement mesurée à l'aide des comparateurs. Le graphique ci-dessus donne la comparaison entre les différences d'états calculées et celles mesurées.

résultats d'une telle comparaison entre deux horloges sont montrés dans la figure 1.

2° *Mesure de la fréquence:* La fréquence de l'horloge à quartz est mesurée par rapport à celle du maser. La fréquence fournie par ce dernier étant constante dans le temps, on peut considérer que la mesure est faite dans un temps équivalent au TE.

Il a été nécessaire d'attribuer une fréquence TE au maser, en effet la mesure d'une fréquence en TE avec une précision de $5 \cdot 10^{-9}$ n'est obtenue qu'au bout de quelques années. Aussi nous avons donné arbitrairement au maser une fréquence égale à celle calculée en TU_2 pour la période février 1957 à juillet 1957. Le calcul a été fait en ajustant la fréquence de manière à faire coïncider au mieux les déterminations de temps astronomique exprimées en TU_2 et atomique pour cette période.

De ce fait la fréquence de l'horloge à quartz n'est mesurée qu'à une constante près. Comme l'état de l'horloge est obtenu par intégration de la fréquence, le temps atomique (TA) est donné par:

$$TA = TE + Cte \times T \, .$$

3. *Comparaison des deux déterminations*

Les figures 2 et 3 montrent les déterminations astronomiques en TU_0 et TU_2 rapportées à une horloge linéarisée donnant le TA, tel qu'il est défini ci-dessus.

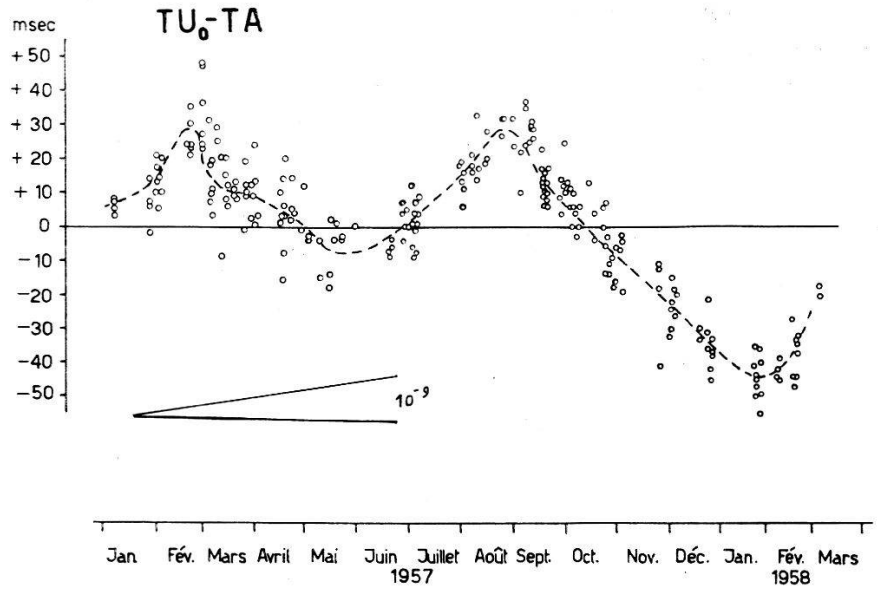

Fig. 2

TU_0 par rapport à TA.

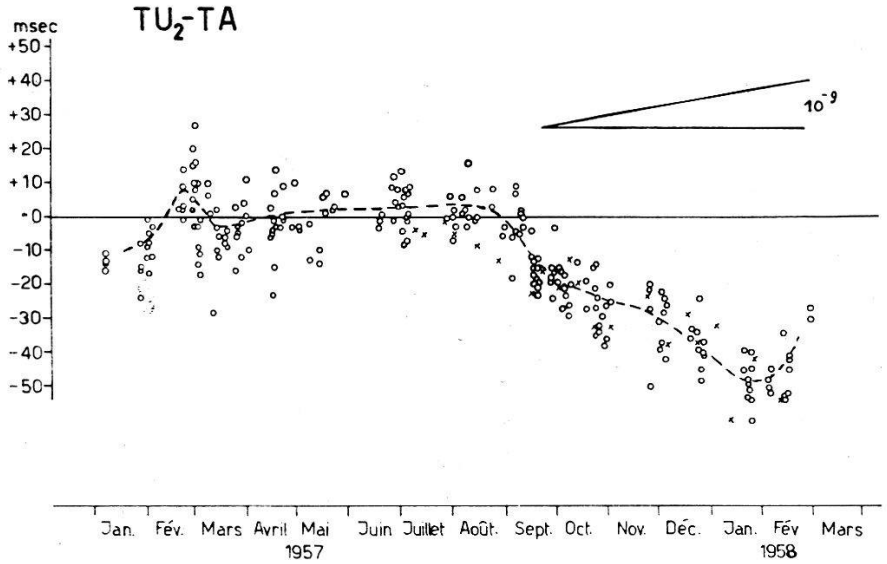

Fig. 3

TU_2 par rapport à TA.

∘ correspond aux mesures faites sur 10 étoiles à l'aide du PZT.

× correspond aus mesures faites sur 100 étoiles à l'aide de l'astrolabe Danjon.

La pente donnée indique le changement d'état correspondant à une variation de fréquence de 10^{-9}. – L'irrégularité reportée en février/mars 1957 peut être attribuable à des conditions météorologiques défavorables (effet d'une inversion de température au dessus du lieu d'observation). – L'écart décelé à partir d'août 1957 est réel et correspond à un changement de fréquence TU_2 rapide de l'ordre de quelques 10^{-9}.

La figure 4 montre les variations du TU_1 par rapport au TA. Nous avons

$$TA = TE + Cte \times T$$

$$TA = TU_1 + \Delta T_s + \Delta T + Cte \times T\,.$$

Donc:

$$TA - TU_1 = \Delta T_s + \Delta T + Cte \times T\,.$$

C'est dire, que nous avons ainsi déterminé, au terme $Cte \times T$ près, les variations saisonnières et irrégulières de rotation de la Terre.

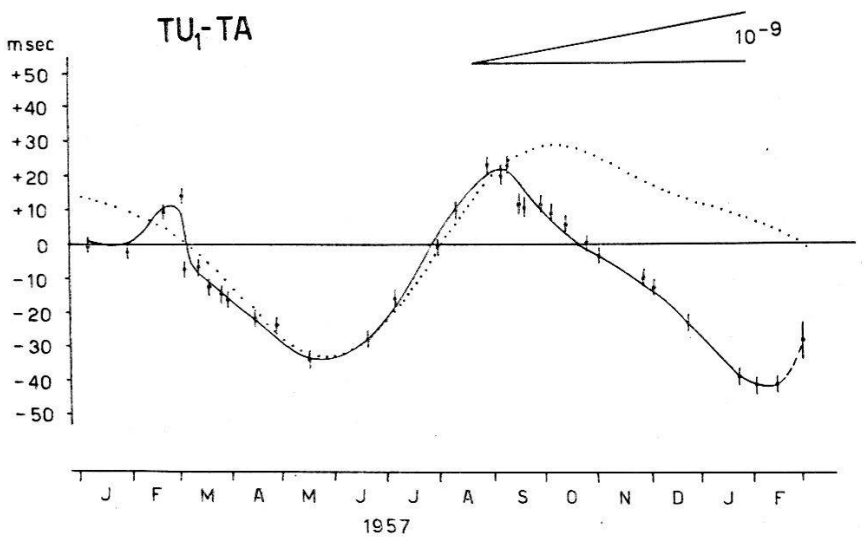

Fig. 4

TU_1 par rapport à TA.

⊕ correspond aux mesures faites sur une centaine d'étoiles à l'aide du PZT.
... donne les corrections ΔT_s fournies par le BIH.

Conclusions: Cette methode permettra, une fois la fréquence du maser définie en TE, la détermination instantannée d'un temps supposé identique au TE, ceci avec une précision de quelques msec par an. Conjointement avec les observations astronomiques, elle permettra de mesurer très rapidement les variations saisonnières et irrégulières de la Terre.

Bibliographie

[1]) J. Bonanomi, J. De Prins, J. Herrmann et P. Kartaschoff, Helv. Phys. Acta *30*, 288 (1957); *30*, 492 (1957).

[2]) W. Schuler, Journal Suisse d'Horlogerie, N° 9–10 (1957). – Bulletins et Publications de l'Observatoire de Neuchâtel.

[3]) N. Stoyko, Annales françaises de chronométrie **10**, 78 (1956).

Masers oscillant avec des cavités à modes dépendants de la longueur

par J. Bonanomi, J. De Prins et J. Herrmann
(Laboratoire suisse de recherches horlogères et Institut de Physique, Neuchâtel)

Dans un travail précédent[1]), nous avons utilisé les propriétés de cavités possédant plusieurs ventres dans la direction du jet. Dans cette communication nous désirons étudier les propriétés de masers oscillants dans de telles conditions.

Les propriétés d'un oscillateur moléculaire sont décrites par l'équation de Slater[2]):

$$\frac{1}{Q_c} + 2\,i\,\frac{\omega-\omega_c}{\omega_c} = -\,4\,\pi i \int P^{\dagger}\cdot E_n^{\dagger *}\,dV \Big/ \int E^{\dagger}\cdot E_n^{\dagger *}\,dV. \qquad (1)$$

(Pour les notations employées voir référence [2])).

Cette équation est étudiée ici pour les conditions suivantes:

1° La dépendance du champ dans la direction du jet est celle d'un mode $TE_{..n}$, de plus dans une section transversale ce champ est supposé constant. Nous avons:

$$E\,(t, z) = E \sin\,(n\,\pi\,z/L)\cos\omega\,t = E^{\dagger}(z)\,\exp(i\,\omega\,t) + c.\,c.$$

2° Toutes les molécules ont la même vitesse v.

3° Il ne sera pas tenu compte de la saturation.

4° Pour la résolution de l'équation de Schroedinger, nous considérerons que la fonction d'onde du système est donné par la combinaison linéaire que de deux fonctions d'onde.

L'énergie d'un dipole dans ce champ électrique est:

$$H' = -\,E\cdot\mu = -\,\hbar x \sin\,(n\,\pi\,t/\tau)\cos\omega\,t\,.$$

Le moment dipolaire d'une molécule, calculée par la théorie des perturbations donne en première approximation:

$$p = \int \psi^*\,\mu\,\psi\,dq = \bar{\mu}\,a_2^*\,a_1\,\exp\,(i\,\omega_0\,t) + \text{c. c.} =$$

$$= i\,\bar{\mu}\,x\,\exp\,(i\,\omega_0 t)\int_0^t \sin\,(n\,\pi t'/\tau)\cos\omega t'\exp\,(-i\,\omega_0 t')\,dt' + \text{c.c.} + \text{O}\,(x^3)$$

ce qui donne:

$$p^{\dagger}(z) = \frac{i\,\bar{\mu}\,x}{2\,[\,(n\,\pi/\tau)^2 - (\omega-\omega_0)^2]}\left[i\,(\omega-\omega_0)\sin\frac{n\,\pi\,z}{L} - \frac{n\,\pi}{\tau}\cos\frac{n\,\pi\,z}{L} + \right.$$

$$\left. + \frac{n\,\pi}{\tau}\exp\left(-\frac{i\,(\omega-\omega_0)\,\tau\,z}{L}\right)\right].$$

La polarisation est donnée par:

$$P^{\dagger} = N\,p^{\dagger}/A\,v$$

où N est le nombre de molécules pénétrant dans la cavité par seconde.

Après intégration sur z, l'équation de SLATER devient:

$$1 + 2\,i\,Q_c \frac{\omega - \omega_c}{\omega_c} = \frac{N}{N^0} \frac{2}{(n\,\pi)^2 - a^2} \left[\frac{2\,(n\,\pi)^2}{(n\,\pi)^2 - a^2} (1 - (-1)^n \cos a) + \right.$$
$$\left. + i \left\{ a + (-1)^n \frac{2\,(n\,\pi)^2}{(n\,\pi)^2 - a^2} \sin a \right\} \right] \tag{2}$$

avec la notation suivante:

$$N^0 = h\,v^2 A \;/\; 4\,\pi^2\,\bar{\mu}^2\,L\,Q_c\,,\quad a = (\omega - \omega_0)\,\tau,\quad b = 2\,Q_c\,(\omega - \omega_c)/\omega_c\,.$$

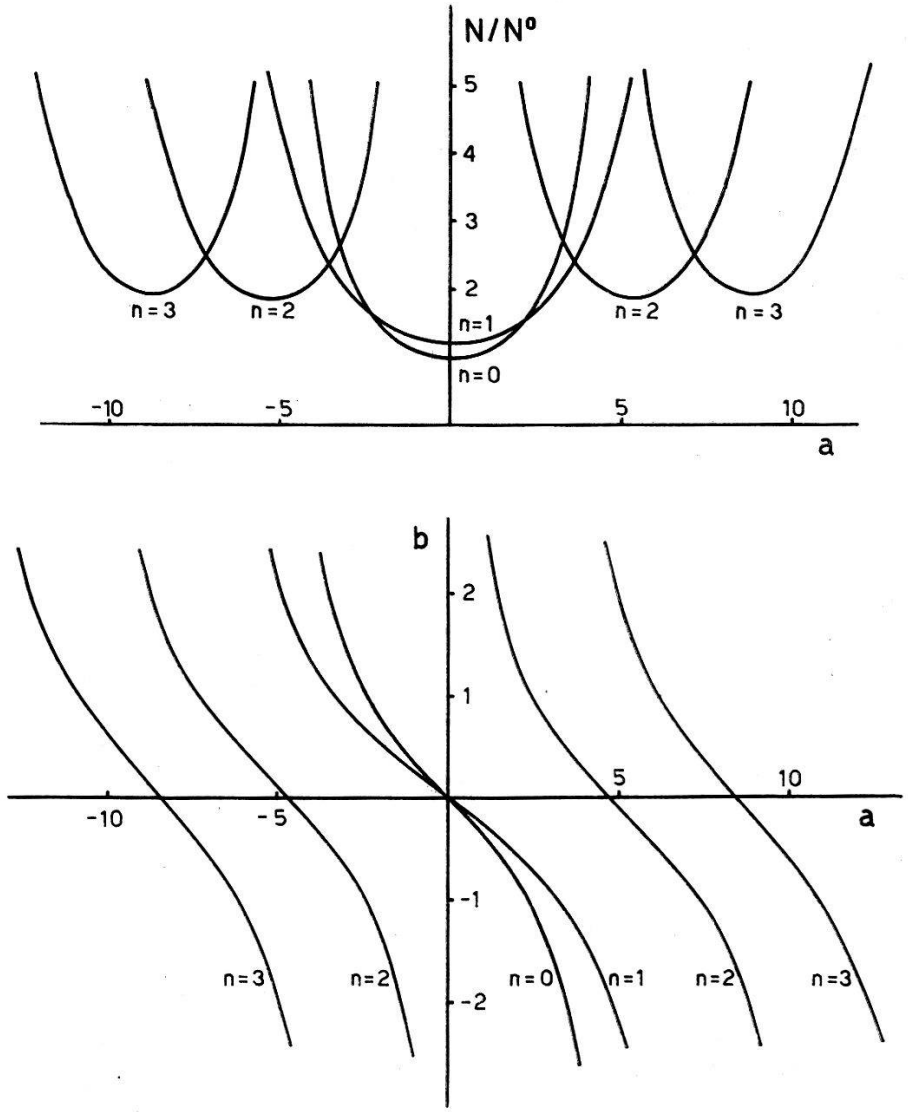

Fig. 1

Les grandeurs N/N^0 et b en fonction de $a = (\omega - \omega_0)\,\tau$.

Le domaine d'oscillation pour un nombre de molécules donné est déterminé par la partie réelle de l'équation (2):

$$N \;/\; N^0 = [(n\,\pi)^2 - a^2]^2 \;/\; 4(n\,\pi)^2\,[1 - (-1)^n \cos a] \tag{3}$$

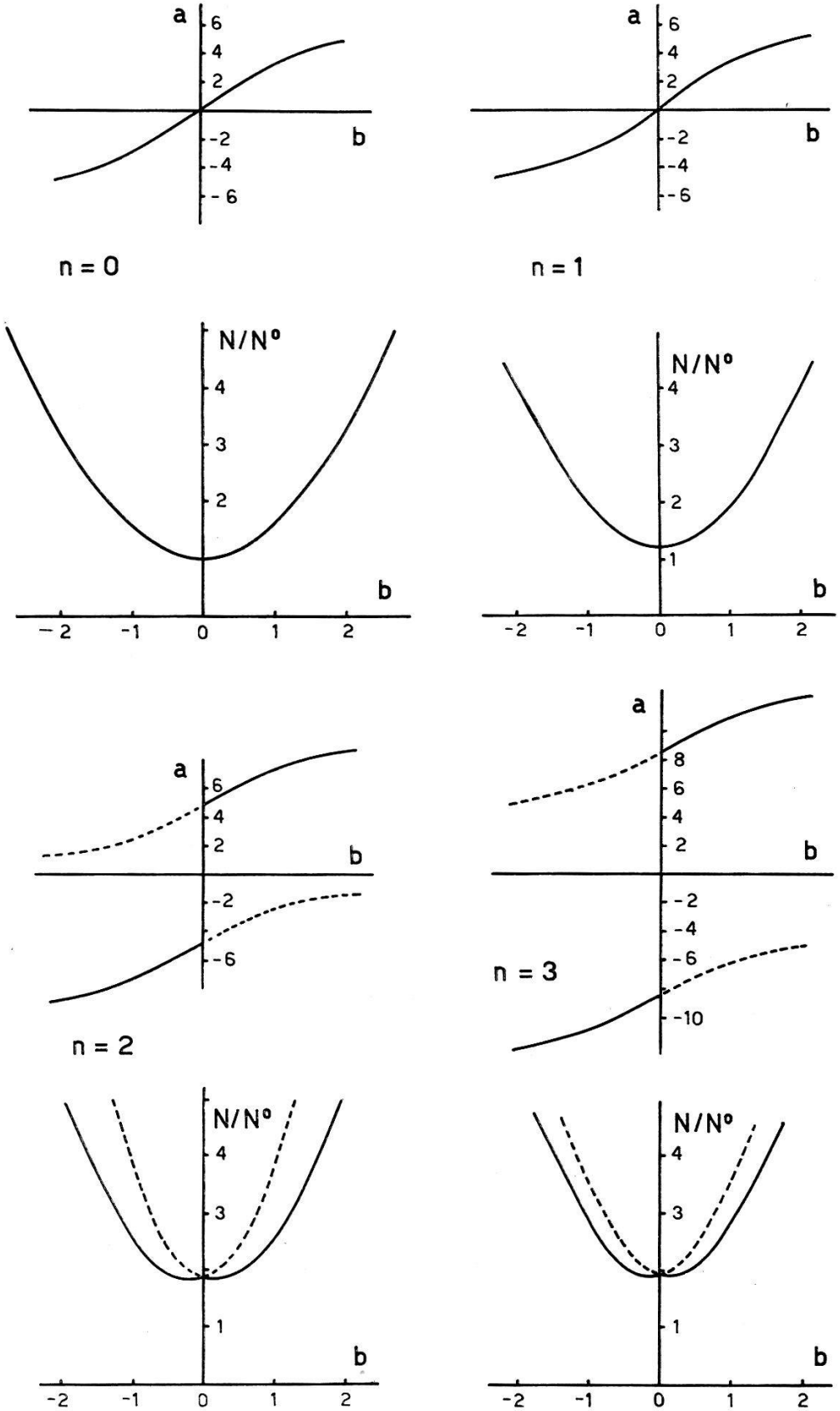

Fig. 2
Propriétés d'oscillation pour quatre cavités.

tandis que la fréquence d'oscillation ω est donnée par la phase de la même équation:

$$b = \left\{a\left[(n\pi)^2 - a^2\right] + (-1)^n 2(n\pi)^2 \sin a\right\} / 2(n\pi)^2\left[1 - (-1)^n \cos a\right]. \quad (4)$$

Les deux fonctions (3) et (4) sont représentées dans la figure 1 pour les valeurs $n = 1, 2, 3$. A titre de repère la courbe $n = 0$ a également été reportée sur ces graphiques.

Expérimentalement le comportement de ces oscillateurs a été étudié en variant la fréquence de résonnance de la cavité. Pour cette raison, dans la figure 2, N/N^0 et la fréquence d'oscillation ont été rapportés, pour les cas $n = 0, 1, 2, 3$ par rapport au désaccord de la cavité:

$$b \approx 2\, Q_c\, (\omega - \omega_0) / \omega_0 .$$

L'expérience a montré que dans les cas où $n > 1$, il y a possibilité d'oscillation que sur une fréquence, avec un brusque saut lorsque la variable b change de signe.

Le trait plein de la figure 2 indique ce comportement. Les valeurs calculées des sauts de fréquence correspondent aux valeurs mesurées.

Bibliographie

[1]) Bonanomi, De Prins, Herrmann et Kartaschoff, Helv. Phys. Acta *30*, 288 (1957).

[2]) Shimoda, Wang et Townes, Phys. Rev. *102*, 1308 (1956).

Maser oscillant sur la ligne J = 3, K = 2 de NH_3

par J. Bonanomi, J. De Prins, J. Herrmann et P. Kartaschoff
(Laboratoire suisse de recherches horlogères et Institut de Physique, Neuchâtel)

L'absence de structure hyperfine quadrupolaire pour la ligne 3,2 du spectre d'inversion de l'ammoniaque nous a amenés à étudier les caractéristiques d'un maser fonctionnant sur cette ligne. Les premiers résultats ont montré que l'influence de la haute tension appliquée au sélecteur d'état, et du nombre de molécules est plus petite que dans le cas de la ligne 3,3[1]).

Sur nos installations nous avons continué une étude comparative des deux lignes. Il est évident que pour la ligne 3,2 le nombre de molécules total nécessaire pour entretenir une oscillation est plus élevé que dans le cas où l'on utilise la ligne 3,3. En effet une estimation grossière donne:

1° La population de molécules dans l'état 3,2 dans de l'ammoniaque à la température de 300° K est 2,3 fois plus petite.

2° Le nombre de molécules sélectionnées par le séparateur d'état est proportionnel à K^2.

3° La probabilité de transition dans la cavité est également proportionnelle à K^2.

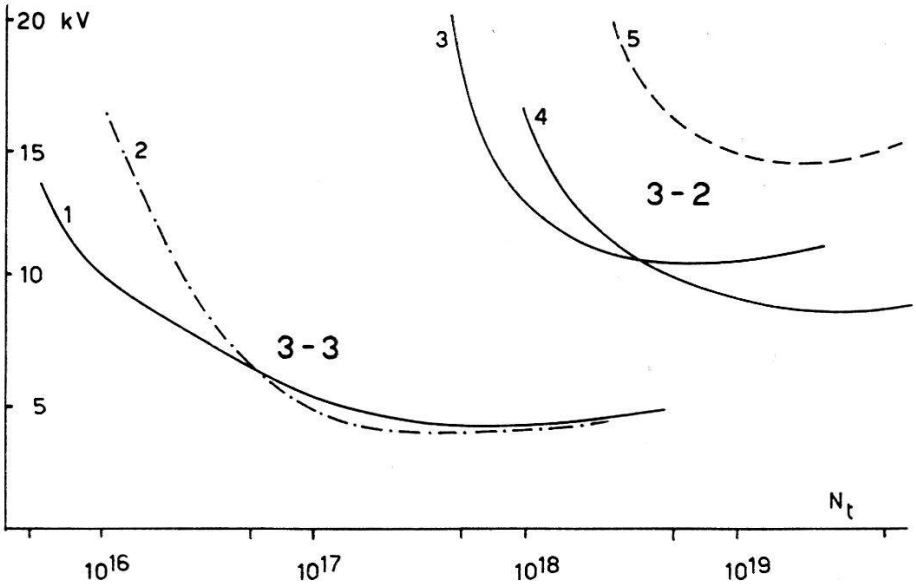

Fig. 1

Les courbes représentent en fonction du nombre de molécules total, le voltage minimum, appliqué à un sélecteur d'état, nécessaire pour que l'oscillation ait lieu

Conditions expérimentales: Le sélecteur d'état est à 16 pôles, son diamètre moyen est de 1,2 cm. La tension est appliquée à huit pôles, les autres étant à la terre. Les pôles sont des fils métalliques tendus de 0,5 mm de diamètre. La longueur du sélecteur est de 17,5 cm. Les cavités résonnantes utilisées ont une longueur de 19 cm. La courbe 5 se réfère à une cavité de mode TE_{023}, tandis que les autres courbes se réfèrent à des cavités de mode TE_{011}.

Les courbes 1 et 2 ont été obtenues toutes conditions égales sauf deux différents gicleurs; la courbe 1 correspondant à un gicleur de diamètre plus petit que celui de la courbe 2.

Les courbes 3 et 4 correspondent à deux géométries différentes, dans le cas 3 la distance gicleur-sélecteur d'état était plus petite.

Une caractéristique de ces courbes est le fait qu'à partir d'un certain nombre de molécules, une augmentation de ce dernier entraîne une détérioration de l'efficacité du système, ce qui est indiqué par le relèvement des courbes pour les N_t élevés.

Les courbes 1 et 3 correspondent à des conditions expérimentales aussi identiques que possible, les masers oscillant respectivement sur la ligne 3–3 et 3–2. Ceci permet de comparer, toutes conditions égales, le nombre de molécules indispensable dans les deux cas pour obtenir une oscillation. Remarquons que le rapport de ces nombres est voisin de la valeur évaluée.

4° En plus la directivité du gicleur est en première approximation inversément proportionnel à la racine carrée du nombre de molécules total.

Ainsi pour obtenir une même amplitude d'oscillation, il faudra dans le cas de la ligne 3,2 introduire $(2{,}3 \times 9/4 \times 9/4)^2 = 135$ fois plus de molécules.

Ceci correspond à l'ordre de grandeur trouvé expérimentalement (voir fig. 1).

Bibliographie

[1]) J. Bonanomi, J. De Prins, J. Herrmann et P. Kartaschoff, Helv. Phys. Acta *30*, 492 (1957).

Die In-Pb-Legierung und deren Verwendung in einem supraleitenden Verstärker

von S. Gygax
(Institut für Kalorische Apparate und Kältetechnik, ETH. Zürich)

Um kleine Gleichspannungen, wie z. B. Hall- und Thermospannungen, auch bei Heliumtemperatur (4,2° K) messen zu können, haben wir einen supraleitenden Verstärker entwickelt. Im Laufe der Untersuchungen an diesem haben wir die Übergangskurven an der supraleitenden Legierungsreihe In–Pb gemessen. Zwar existiert darüber eine frühe Arbeit[1]); in dem uns interessierenden Konzentrationsgebiet liegt aber nur ein Messpunkt.

Für die Bestimmung der krit. Felder wurden zwei verschiedene Messmethoden angewandt. Einmal wurde der Widerstand der Proben von 0,5 mm Durchmesser aus einer Strom-Spannungsmessung bestimmt. Meßstrom war für alle diese Messungen 100 mA. Dem entspricht ein Feld an der Drahtoberfläche von 0,8 Gauss. Zusätzlich wurden die krit. Felder aus einer direkten Messung des magnetischen Momentes der Proben bestimmt, die eine Länge von 2 cm und einen Durchmesser von 3 mm aufweisen.

Die Widerstandskurven haben ungefähr den in Fig. 2*b* gezeigten Verlauf. Als krit. Feld wurde der Schnittpunkt des linearen Aufstiegs mit der Feldachse genommen. Bei den magnetischen Messungen wurde für das krit. Feld der Wert beim Schnittpunkt des linearen Aufstiegs mit dem linearen Abfall genommen.

Fig. 1 zeigt die gemessenen krit. Felder bei den entsprechenden Temperaturen für die untersuchten Pb-Konzentrationen. Die ausgezogenen Kurven sind aus Widerstandsmessungen, die gestrichelten aus magnetischen Messungen gewonnen. Die magnetischen Messungen gehorchen mit guter Genauigkeit dem parabolischen Gesetz für H_c:

$$H_c = H_0 \left[1 - (T / T_c)^2\right].$$

Ein Supraleiter mit einer Sprungkurve, wie sie in Fig. 2*b* aufgezeichnet ist, kann für die Verstärkung von kleinen Gleichspannungen benützt werden. Dazu bringt man den Supraleiter durch ein Magnetfeld in den Zwischenzustand. Ein kleines Zusatzfeld ΔH vergrössert bzw. verklei-

nert den Widerstand um ΔR, was sich in einer Spannungsänderung äussert. Die Zusatzfelder werden durch die Meßspannung erzeugt.

In Fig. 2*a* ist der Verstärker schematisch dargestellt. Der Meßstrom durch den Supraleiter geht gleichzeitig durch die Spule, welche das konstante Magnetfeld erzeugt. Über einer Hälfte des Supraleiters liegt je eine von zwei entgegengesetzt gewickelten Spulen, welche die Zusatzfelder ΔH erzeugen. In unseren ersten Versuchen haben wir die Meß-

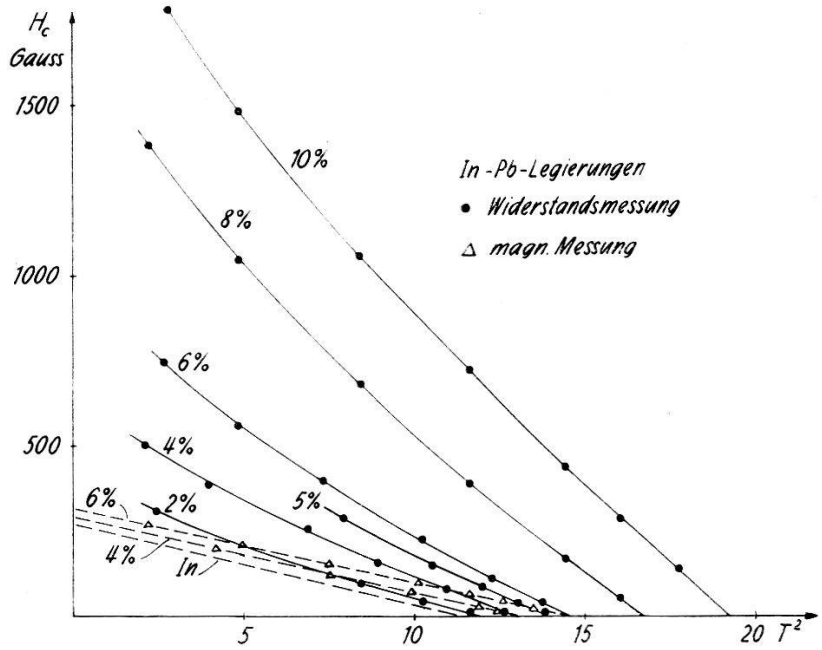

Fig. 1

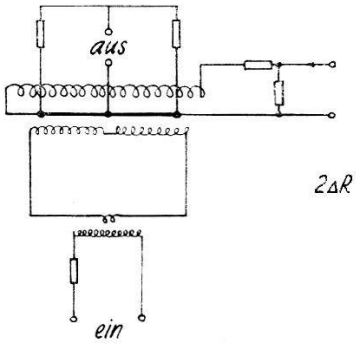

Fig. 2*a*

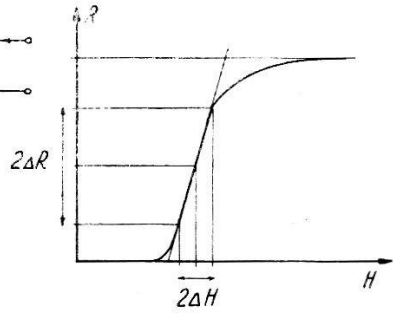

Fig. 2*b*

spannung direkt an die Zusatzspulen gelegt. Dazu musste der Eingangswiderstand sehr klein sein, um genügend grosse Ströme für die Herstellung der Felder zu erhalten. Man kann die Meßspannung aber auch an die Primärseite eines Transformators geben, dessen Sekundärseite aus einem supraleitenden Kreis besteht. Ein solcher Transformator arbeitet dann als Gleichstromtransformator. Untersuchungen damit sind im Gange.

Am Anfang haben wir mit Ta gearbeitet, das bei 4,2° K ein krit. Feld von 150 Gauss besitzt. Es gelang damit, einen Verstärkungsfaktor von ungefähr 10^3 zu erhalten und Spannungen der Grössenordnung 10^{-9} Volt festzustellen. Die Nullpunktsschwankungen sind jedoch von der Grösse von $5 \cdot 10^{-9}$ Volt, d. h. Ta als harter Supraleiter ist im Zwischenzustand nicht sehr stabil. Da bei dieser Temperatur kein passender weicher Supraleiter existiert, wurde die oben erwähnte In–Pb-Legierung herangezogen. Vorversuche haben gezeigt, dass hier die Schwankungen um mehr als einen Faktor 10 kleiner sind.

Die vorliegende Arbeit wurde teilweise aus einem Arbeitsbeschaffungskredit des Bundes finanziert.

Literatur

(1 MEISSNER, FRANZ, WESTERHOFF, Ann. d. Phys. *13*, 505, 1932.

Die Volumenänderung in Vanadium beim Übergang zur Supraleitung

von J. MÜLLER
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH. Zürich)
und H. ROHRER
(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik, ETH. Zürich)

Aus der Volumendifferenz eines Supraleiters im normalen und supraleitenden Zustand kann die Änderung des kritischen Magnetfeldes mit dem Druck berechnet werden:

$$\frac{\partial H_c}{\partial p} = \frac{V_n - V_s}{V_s} \cdot \frac{4\pi}{H_c} \tag{1}$$

Bei quadratischem Verlauf des kritischen Magnetfeldes $H_c(t)$ ist die Temperaturabhängigkeit dieses Druckkoeffizienten gegeben durch[1])

$$\frac{\partial H_c}{\partial p} = \frac{\partial H_o}{\partial p}(1 + t^2) - \frac{H_o}{\gamma}\frac{\partial \gamma}{\partial p} t^2 \tag{2}$$

mit $t = T/T_c$, H_0 = kritisches Magnetfeld am absoluten Nullpunkt und γT = spezifische Elektronenwärme. Weiter lässt sich die Änderung der Sprungtemperatur mit dem Volumen angeben, mit

$$\frac{V}{T_c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial V} = h - \frac{g}{2} \tag{3}$$

wobei h und g die logarithmischen Ableitungen von H_0 bzw. γ nach dem Volumen bedeuten. Daraus kann die Volumenabhängigkeit charakteristischer Grössen der Theorie der Supraleitung von BARDEEN *et al.* bestimmt werden.

*

Wir haben zwei Proben Vanadium[3]) untersucht: Va I (7 cm lang, 2 mm ∅) und Va II (6 cm lang, 1 mm ∅). Das Prinzip der Messung[1]) ist folgendes: Die Längenänderung der Probe wird mechanisch in eine Winkeländerung umgewandelt und die Ablenkung eines Lichtstrahles beobachtet. Die relativen Messfehler sind kleiner als 2 Å. Für kubische Gitter folgt daraus die Volumenänderung $\Delta V/V = 3\,\Delta l/l$.

Fig. 1 zeigt den Feldverlauf der Längenänderungen. Diese erreichen, entsprechend der graduellen Umwandlung[3]), erst erheblich über dem

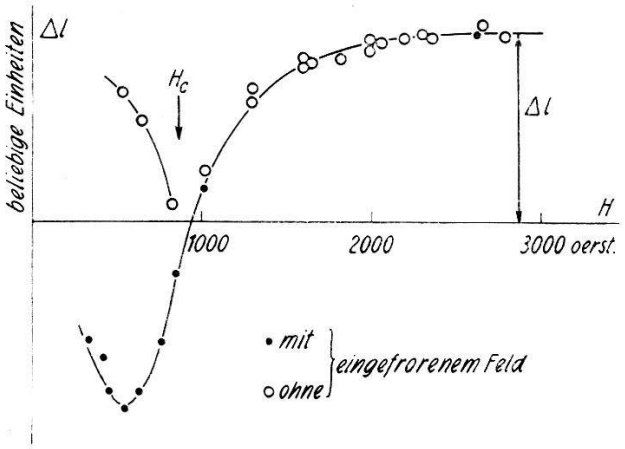

Fig. 1
Δl gegen H

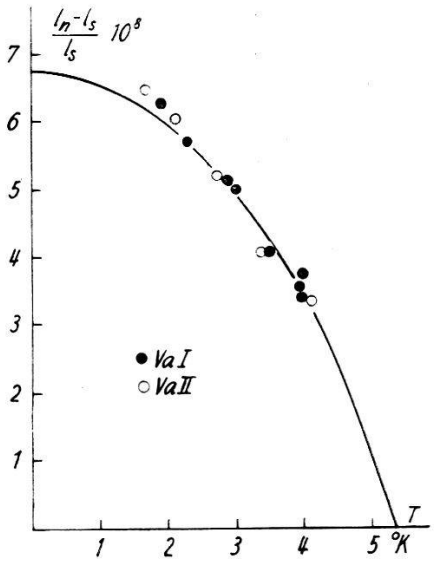

Fig. 2
$\Delta l/l$ gegen T

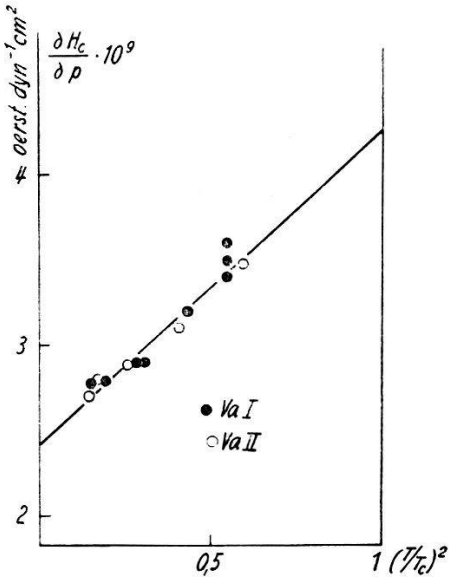

Fig. 3
$\partial H_c/\partial p$ gegen $(T/T_c)^2$

ersten Eindringen des Magnetfeldes ihren maximalen Wert. Man kann zeigen, dass man mit guter Näherung zur Bestimmung von $\partial H_c/\partial p$ nach Gleichung (1) die in Fig. 1 eingezeichneten Werte benützen darf, wobei H_c dem ersten Eindringen des Feldes entspricht. Das für harte

Supraleiter typische Einfrieren der Magnetfelder hat keinen messbaren Einfluss auf die Längenänderungen. Der scheinbare Effekt in unterkritischen Feldern rührt von Kräften der von der Probe verursachten Feldinhomogenitäten auf Lötzinnteile im Probenhalter her und verschwindet für überkritische Felder. In Fig. 2 sind die spezifischen Längenänderungen in Funktion der Temperatur aufgetragen. Die daraus errechneten Werte von $\partial H_c/\partial p$ (Fig. 3) zeigen innerhalb der Messfehler die von Gleichung (1) geforderte quadratische Temperaturabhängigkeit. Die Extrapolation auf $T = 0$ und $T = T_c$ ergibt

$$h = -3{,}8 \qquad g = -0{,}6 \qquad \frac{V}{T_c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial V} = -3{,}5$$

Diese Resultate werden zusammen mit früheren Messungen verschiedener Supraleiter an anderer Stelle diskutiert[2]).

Die vorliegende Arbeit wurde teilweise aus einem Arbeitsbeschaffungskredit des Bundes finanziell unterstützt.

Literatur

[1]) J. L. Olsen und H. Rohrer, Helv. Phys. Acta *30*, 49 (1957).
[2]) B. Lüthi und H. Rohrer, Helv. Phys. Acta *31*, 294 (1958).
[3]) G. Busch und J. Müller, Helv. Phys. Acta *30*, 230 (1957).

Supraleitung in Vanadium-Chrom-Legierungen

von G. Busch und J. Müller
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH. Zürich)

Untersuchungen an Mischkristallen des Vanadiums mit Chrom und anderen Elementen der ersten Übergangsperiode dürften geeignet sein, den Einfluss der Wechselwirkung der Leitungselektronen mit Elektronen teilweise gefüllter innerer Schalen auf die Supraleitung experimentell festzustellen. Diese Wechselwirkung wurde in der Theorie der Supraleitung von Bardeen, Cooper und Schrieffer nicht explicite berücksichtigt. Ein Modell von W. Baltensperger[1]) beschreibt ein derartiges System durch eine entsprechende Änderung der freien Energie der Elektronen.

Die Darstellung einwandfreier Proben von Mischkristallen des Vanadiums mit Chrom für magnetische Untersuchungen im Bereich der Supraleitung stösst auf erhebliche Schwierigkeiten. Grösstmögliche Reinheit, Spannungsfreiheit und Homogenität wurden durch Anwendung des von Van Arkel angegebenen Verfahrens der thermischen Dissoziation der Iodide erreicht. Die zylindrischen Präparate von ca. 1 mm Durchmesser wurden bei 1300° C im Hochvakuum abgeschieden. Die Tief-

temperaturmessungen erfolgten in einem kombinierten Helium-Gas-Flüssigkeitskryostaten und umfassten die Bestimmung der magnetischen Permeabilität im Feld 0 in Funktion der Temperatur für verschiedene Chrom-Konzentrationen sowie die Beobachtung der kritischen Magnetfelder zur Zerstörung der Supraleitung. Die Übergangskurven μ (T) beweisen, dass das Legierungssystem Vanadium–Chrom im untersuchten Bereich einphasig ist, was auch durch Messung des Restwiderstandes bestätigt wurde.

Die kritische Temperatur fällt mit zunehmender Chromkonzentration von 5,29° K für reines Vanadium[2]) stark ab und erreicht den extrapolierten Wert 0° K bei ca. 8% Cr. Eine Interpretation dieser Resultate nach der Theorie von BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER würde eine starke Abnahme der Dichte der Elektronenzustände an der Fermigrenze für kleine Cr-Konzentrationen verlangen. Schlüsse von den beobachteten kritischen Magnetfeldern auf den Verlauf der Zustandsdichte sind in diesem Falle nicht ohne weiteres zulässig. Es steht jedoch fest, dass eine Berücksichtigung der Austauschwechselwirkung mit 3-*d*-Elektronen wesentlich ist. Vorläufige Untersuchungen an Mischkristallen des Vanadiums mit Cobalt und Titan unterstützen diese Auffassung. Eine ausführliche Publikation wird folgen.

Der Firma Dupont de Nemours, Wilmington, Del., USA, danken wir für die Überlassung von reinstem Chrom, ebenso Herrn Professor O. GÜBELI, ETH., für die Analyse einiger Legierungen.

Literatur

[1]) W. BALTENSPERGER, Publikation folgt später.
[2]) G. BUSCH und J. MÜLLER, Helv. Phys. Acta *30*, 230 (1957).

Der Einfluss der Austauschwechselwirkung mit unvollständigen inneren Schalen auf die Supraleitung

von W. BALTENSPERGER
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH. Zürich)

Ein ausführlicher Bericht erscheint später.

Messung der Eindringtiefe an supraleitenden Hohlkörpern

von R. JAGGI und R. SOMMERHALDER
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH. Zürich)

Legt man an einen langen, supraleitenden Hohlzylinder mit Radius R und Wandstärke δ ein homogenes (longitudinales oder transversales) Magnetfeld H_a, das mit der Frequenz ω variiert, so berechnet sich auf Grund der Londonschen Theorie im Innern des Hohlzylinders ein ge-

schwächtes homogenes Wechselfeld H_i, das für $R \gg \delta$ gegeben ist durch die Beziehung

$$\frac{H_i}{H_a} = \frac{1}{\frac{R}{2\lambda} \operatorname{Sin} \frac{\delta}{\lambda} + \operatorname{Cos} \frac{\delta}{\lambda}}, \tag{1}$$

wobei λ die Londonsche Eindringtiefe bedeutet. Für die Hohlkugel ist im Nenner 2 durch 3 zu ersetzen.

Die Feldabschwächung in der Wand dünner Hohlkörper ist demnach um Grössenordnungen stärker als in massiven Supraleitern. So erhält man z. B. für einen Hohlzylinder mit $R = 0{,}5$ cm und $\delta = \lambda = 500$ Å ein Verhältnis $H_i/H_a \approx 2 \cdot 10^{-5}$. Falls unter derartigen Bedingungen die unmodifizierte Londonsche Theorie gültig ist, ermöglicht die Hohlkörpermethode relativ einfache *absolute* Messungen der Eindringtiefe λ.

In unserer Versuchsanordnung hat das äussere Magnetfeld H_a eine Frequenz von 60 Hz. Das Wechselfeld H_i im Hohlraum wird mit einer Induktionsspule hoher Windungsfläche über einen empfindlichen Vibrationsgalvanometerverstärker gemessen; Feldstärken von 10^{-6} Gauss sind nachweisbar. Wir achten darauf, dass Randeffekte an den Enden der Probe vermieden werden, zudem ist das Erdfeld kompensiert.

Das Einsetzen des Zwischenzustandes kann auf dem Bildschirm eines Kathodenstrahl-Oszillographen sichtbar gemacht werden; es treten im Zwischenzustand viele scharfe Spannungsspitzen auf.

In Vorversuchen mit Zinn- und Indium-Filmen, die mit behelfsmässigen Einrichtungen auf Glas- bzw. Neusilber-Röhrchen aufgedampft wurden, konnten nur kritische Feldstärken erreicht werden, die wesentlich kleiner sind als die Werte für massive Körper. Die magnetische Abschirmung dieser Filme war schwächer als erwartet und zeigte bei grösseren Messfeldern ein ausgeprägt nichtlineares Verhalten. Werten wir die Messungen am dicksten unserer Vorversuchs-Filme ($\delta \approx 1500$ Å, $R = 0{,}6$ cm, $T = 2{,}17$ °K, $H_a = 0{,}1$ Gauss, $H_i/H_a = 2{,}2 \cdot 10^{-5}$) unter Vorbehalt nach Gleichung (1) aus, so ergibt sich eine auf $T = 0$ extrapolierte Londonsche Eindringtiefe $\lambda_0 \approx 1000$ Å.

Die erst kürzlich von SCHAWLOW[1]) publizierten Resultate stimmen mit unseren Erfahrungen gut überein. Gleichzeitig mit SCHAWLOW hat PETER[2]) die Lösung der nichtlokalen Theorie von PIPPARD für den vorliegenden Fall angegeben; unsere vorläufigen experimentellen Ergebnisse rechtfertigen jedoch eine Diskussion des Pippardschen Ansatzes noch nicht. In weiteren Experimenten streben wir an, den Einfluss der Filmqualität auf die kritische Feldstärke und das Abschirmvermögen zu untersuchen.

Literatur

[1]) A. L. SCHAWLOW, Phys. Rev. *109*, 1856(1958).
[2]) M. PETER, Phys. Rev. *109*, 1857 (1958).

Bemerkungen zum Druckeffekt in Supraleitern

von B. Lüthi und H. Rohrer
(Institut für Kalorische Apparate und Kältetechnik, ETH. Zürich)

Es sollen die Druckeffekte in Supraleitern im Rahmen der neuen Supraleitungstheorie[1]) diskutiert werden. Aus der Gleichung für die kritische Temperatur T_c

$$k\,T_c = 1{,}14\,\hbar\,\omega\,e^{-\frac{1}{NV}} \tag{1}$$

(mit $\hbar\omega$ = mittlere Phononenergie, N = Dichte der Blochzustände an der Fermioberfläche, V = gemitteltes Matrixelement der Elektron-Phonon- und der Coulomb-Wechselwirkung) erhält man durch Differentiation nach dem Volumen v:

$$\frac{v}{T_c}\frac{\partial T_c}{\partial v} = \frac{v}{\omega}\frac{\partial \omega}{\partial v} + \frac{1}{NV}\left(\frac{v}{N}\frac{\partial N}{\partial v} + \frac{v}{V}\frac{\partial V}{\partial v}\right) \tag{2}$$

Aus den Experimenten[2]) lassen sich einzeln die Volumenänderungen der kritischen Temperatur und der Elektronen-spezifischen-Wärme $\gamma\,T$ (die proportional der Zustandsdichte N ist) bestimmen. Da $\hbar\omega \gg k\,T_c$ gelten muss, $\hbar\omega$ also von der Grössenordnung $k\,\theta$ ist, kann man für die logarithmische Ableitung von ω nach dem Volumen die Grüneisenkonstante c setzen. NV lässt sich aus (1) bestimmen, mit $\hbar\omega = 1/2\,k\theta$. Die Unsicherheit des Wertes von $\hbar\omega$ spielt wegen der logarithmischen Abhängigkeit von NV eine geringe Rolle und liegt innerhalb der Messfehler. Mit diesen Werten lässt sich die Volumenänderung von V nach Gleichung (2) bestimmen.

	$\frac{v}{T_c}\frac{\partial T_c}{\partial v}$	$\frac{v}{\gamma}\frac{\partial \gamma}{\partial v}$	c	NV	$\frac{v}{V}\frac{\partial V}{\partial v}$
In	4,4	1,7	1,9	0,35	−0,8
Sn	6,4	0,5	2,1	0,3	+0,8
Hg	2,0	2,2	1,7	0,44	−2,1
Tl	−1,6	3,3	2,7	0,32	−4,7
Pb	3,0	0,7	2,7	0,49	−0,6
V	−3,6	0	1,4	0,27	−1,3
Ta	5	−40	1,8	0,3	+41

In obiger Tabelle sind die Resultate der bis heute gemessenen Metalle[2])[3]) zusammengestellt. Daraus ist ersichtlich, dass die Volumenabhängigkeit von V für die Nichtübergangsmetalle gering ist. (Hg und Tl zeigen sehr anisotrope Volumenänderungen, und die Extrapolation auf den polykristallinen Wert ist etwas zweifelhaft.) Die Volumenänderung der kritischen Temperatur für Nichtübergangsmetalle kann also im wesentlichen

durch die Änderung der Elektronenzustandsdichte an der Fermifläche erklärt werden.

Im Gegensatz dazu zeigt das Übergangsmetall Ta eine unwahrscheinlich starke Volumenabhängigkeit von γ und V. Nach BALTENSPERGER[4]) ist dies vermutlich auf eine Austauschwechselwirkung zwischen den s- und den $5d$-Elektronen zurückzuführen. Vanadium hingegen zeigt eine relativ normale Volumenabhängigkeit dieser Grössen, in Übereinstimmung mit Resultaten aus Neutronenstreuexperimenten[5]), die auf eine leere $3d$-Schale von metallischem Vanadium schliessen lassen. Alle diese Aussagen benötigen natürlich noch detailliertere experimentelle Bestätigung.

Theoretisch lässt sich über die Volumenabhängigkeit von V noch nichts aussagen. Die Schwierigkeit liegt nicht so sehr in der ungenügenden Kenntnis der Matrixelemente V_{kk}' als vielmehr in deren Mittelung über alle Zustände. Diese erfordert eine genauere Kenntnis der Fermifläche und vor allem eine exaktere Berücksichtigung der Umklapp-Prozesse, als dies PINES[6]) durchgeführt hat.

Man kann die Volumenabhängigkeit der kritischen Temperatur noch vergleichen mit deren Abhängigkeit von Legierungszusätzen. Leider wird die Interpretation dieser Resultate erschwert durch den Impurity-Effekt[7]). Bis heute lassen sich einzig über Zinn ungefähre Aussagen machen[7]). Es zeigt sich auch hier, dass die Änderung der kritischen Temperatur durch Legierungszusätze allein durch die Änderung der Elektronen-Zustandsdichte erklärt werden kann.

Diese Arbeit wurde aus einem Arbeitsbeschaffungskredit des Bundes finanziell unterstützt.

Literatur

[1]) J. BARDEEN, L. N. COOPER, J. R. SCHRIEFFER, Phys. Rev. *108*, 1175 (1957).
[2]) J. L. OLSEN, H. ROHRER, Helv. Phys. Acta *30*, 49 (1957).
[3]) J. MÜLLER, H. ROHRER,, Helv. Phys. Acta *31*, 289 (1958).
[4]) W. BALTENSPERGER, Helv. Phys. Acta *31*, 292 (1958).
[5]) W. M. LOMER, W. MARSHALL, Phil. Mag. *3*, 185 (1958).
[6]) D. PINES, Phys. Rev. *109*, 280 (1958).
[7]) E. A. LYNTON, B. SERIN, M. ZUCKER, J. Phys. Chem. Solids **3**, 165 (1957).

Durchmesserabhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung in Indium

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

Wir haben Messungen des elektrischen Widerstandes von Indium sehr hoher Reinheit bei Temperatur des flüssigen Heliums durchgeführt.

Messungen an dünnen Proben ohne Magnetfeld zeigten eine Durchmesserabhängigkeit des Widerstandes, woraus eine freie Weglänge der

Elektronen von 1,25 mm in den reinsten Proben mit einem Restwiderstandverhältnis von $\varrho_0/\varrho_{290} = 1{,}7 \times 10^{-5}$ berechnet werden konnte. Daraus folgt $\sigma_0/l = 5{,}5 \times 10^{22}$ in Gaußschen Einheiten, wobei σ_0 die Leitfähigkeit für grosse Proben und l die freie Weglänge ist.

Es zeigten sich starke, durchmesserabhängige Abweichungen von der Matthiesensschen Regel. In Proben von 0,06 mm Durchmesser war der Widerstandsanstieg zwischen 0° K und 4,2° K zweimal so gross wie in den dicksten Proben. Anzeichen eines solchen Effektes sind schon in den Messungen von ANDREW[1]) an Zinn vorhanden, doch sind sie in Indium wegen der kleineren Debey-Temperatur viel ausgeprägter.

Für dicke Proben im transversalen Magnetfeld sind die Ergebnisse mit denen von FOROUD, JUSTI und KRAMER[2]) in Übereinstimmung bis zu

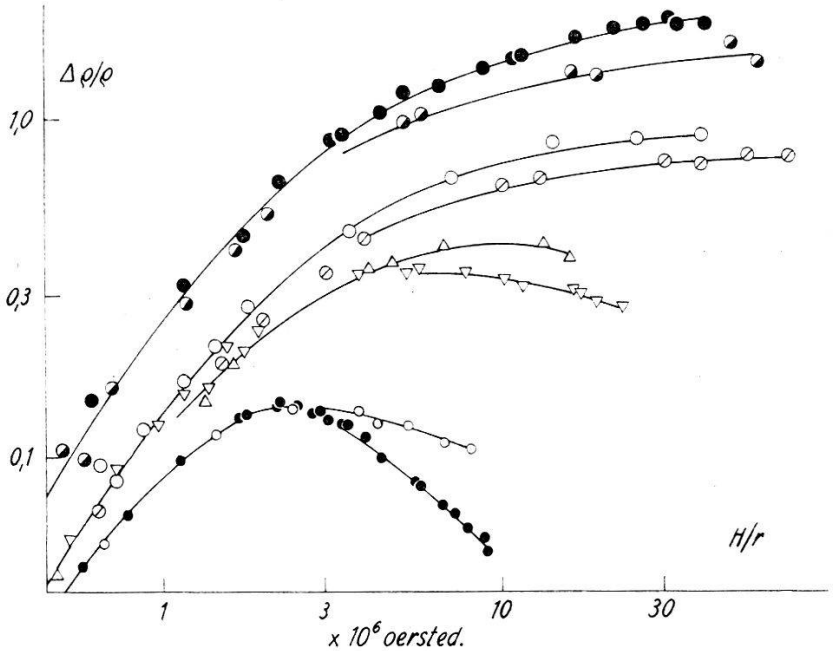

Fig. 1

Relative Widerstandsänderung $\Delta\varrho/\varrho$ von Indium-Proben verschiedener Durchmesser in Längs- und Querfeld in Funktion von H/r.

● 1,6 mm ⌀ Querfeld 4,2° K ◕ 1,6 mm ⌀ Querfeld 2° K
○ 1,6 mm ⌀ Längsfeld 4,2° K ⊘ 1,6 mm ⌀ Längsfeld 2° K
△ 0,3 mm ⌀ Längsfeld 4,2° K ▽ 0,3 mm ⌀ Längsfeld 2° K
∘ 0,06 mm ⌀ Längsfeld 4,2° K • 0,06 mm ⌀ Längsfeld 2° K

den höchsten von diesen Autoren erreichten Werte von H/r (H ist das Magnetfeld und $r = \varrho_T/\varrho_\Theta$, wobei ϱ_T und ϱ_Θ die Widerstände bei der Messtemperatur T und bei der Debye-Temperatur θ sind). Bei einer weiteren Erhöhung von H/r um einen Faktor 5 sind keine Anzeichen eines Wiederanstieges des Widerstandes, wie es unter ähnlichen Bedingungen in Aluminium von LÜTHI und OLSEN[3]) beobachtet wurde, vorhanden.

Für dünne Proben im Magnetfeld fanden wir sowohl im Längs- wie im Querfeld Abweichungen von der Kohlerschen Regel, die durchmesser-

abhängig waren; diese sind in Fig. 1 erkennbar. Diese Abweichungen sind mit den von MacDonald[4]) und von Chambers[5]) in Natrium beobachteten «magnetoresistive size effects» verwandt und sind hier in Indium wegen der Sättigung der Widerstandsänderung leicht beobachtbar.

Aus einem Vergleich unserer Messungen im Längsfeld mit der Theorie von Chambers lässt sich ein Wert für $m\,\bar{v}$ ermitteln (wobei m die effektive Elektronenmasse und $\bar{v}$ die mittlere effektive Elektronengeschwindigkeit bedeuten). In Tabelle 1 zeigen wir die aus unseren Messungen an Indium und aus Chambers Messungen an Natrium erhaltenen Werte für σ_0/l und $m\,\bar{v}$. Diese werden mit den aus der Sommerfeld-Theorie für ein freies Elektron per Atom berechneten Werten verglichen. Dazu verwenden wir die Relationen:

$$\frac{\sigma_0}{l} = 2{,}1 \times 10^7\, n^{2/3} \quad \text{und} \quad m\,\bar{v} = \frac{1}{h}\left(\frac{3\,n}{8\,\pi}\right)^{1/3}$$

wobei n die Zahl von freien Elektronen pro cm^3 ist.

Tabelle 1

	$\sigma_0/l \times 10^{-22}$		$m\,\bar{v} \times 10^{20}$	
	exp.	theor.	exp.	theor.
Na	6,3	8,1	9,1	9,7
In	5,5	8	160	11

Man sieht, dass die experimentellen Werte für ϱ_0/l mit den theoretischen übereinstimmen, sowohl für Natrium wie auch für Indium. Bei $m\,\bar{v}$ dagegen ist dies nur für Natrium der Fall, während für Indium eine Diskrepanz um einen Faktor von ca. 15 besteht. Dies muss wohl auf eine Struktur der Fermi-Oberfläche deuten, wodurch die von Chambers angenommene Kreiselbewegung der Elektronen ausserordentlich erschwert wird.

Literatur

1) E. R. Andrew, Proc. Phys. Soc. A *62*, 77 (1949).
2) A. Foroud, E. Justi und J. Kramer, Phys. Zs. *41*, 113 (1940).
3) B. Lüthi und J. L. Olsen, Nuovo Cimento *3*, 840 (1956).
4) D. K. C. MacDonald, Nature *163*, 637 (1949).
5) R. G. Chambers, Proc. Roy. Soc. A *202*, 378 (1950).

Magnetische Suszeptibilität des flüssigen Ge

von G. Busch, H. J. Stocker und O. Vogt
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH., Zürich)

Die magnetische Suszeptibilität des Ge wurde nach der Gouy-Methode zwischen 4° und 1330° K, d. h. bis 120° über den Schmelzpunkt mit einer schon früher beschriebenen Messanordnung[1])[2]) gemessen. Die poly-

kristallinen n-Typ Ge-Proben haben einen spez. Widerstand von ca. 40 Ωcm bei Zimmertemperatur.

Der Temperaturverlauf der Suszeptibilität des Ge im festen Zustand bestätigt frühere Messungen[3][4]). Beim Schmelzpunkt zeigt die spezifische magnetische Suszeptibilität einen Sprung von $(-1{,}10 \pm 0{,}005) \cdot 10^{-7}$ auf $(+0{,}56 \pm 0{,}03) \cdot 10^{-7}$, d. h. flüssiges Ge ist paramagnetisch. In der Schmelze steigt die Suszeptibilität linear mit zunehmender Temperatur an, überraschenderweise mit der gleichen Steigung wie zwischen 100° K und 600° K (Tieftemperaturast)[3]).

Dieser Sprung der Suszeptibilität nach der paramagnetischen Seite deutet darauf hin, dass Ge beim Schmelzen vom Halbleiter zum Metall übergeht, in Übereinstimmung mit der Schlussfolgerung aus röntgenographischen Untersuchungen[5]), aus der anomal grossen Schmelzwärme des Ge sowie aus Messungen der elektrischen Leitfähigkeit[6][7]), Thermokraft[6]) und Dichte[7]). Der scharfe Knick des Temperaturverlaufes am Schmelzpunkt zeigt, dass dieser Halbleiter-Metall-Übergang, im Gegensatz zum Te[1]), bereits am Schmelzpunkt beendet ist, was ebenfalls aus der Messung der Thermokraft folgt. Ganz ähnlich verhalten sich die Suszeptibilitäten von InSb, Sb und Bi beim Schmelzen, sowie Sn bei der Umwandlung $\alpha \rightarrow \beta$-Modifikation[2]). Qualitativ kann dieser Sprung folgendermassen begründet werden:

a_1) Beim Schmelzen verschwindet der sogenannte «anomale Diamagnetismus», welcher durch die oft äusserst kleine effektive Masse m^* der «quasifreien» Ladungsträger im festen Zustand bedingt ist[3][8]).

a_2) In der Schmelze tritt eine grosse Anzahl von freien Elektronen mit ungefähr der wahren Elektronenmasse auf, welche nach PAULI und LANDAU einen paramagnetischen Beitrag[8]) liefern.

b_1) Durch die Entstehung von vielen freien Elektronen in der Schmelze wird die Anzahl von Valenzelektronen kleiner, dadurch vermindert sich nach der Larmor-Langevinschen Formel der diamagnetische Beitrag der Valenzelektronen[3]).

b_2) Durch unvollständige Ionisation der Valenzschalen könnte ein weiterer paramagnetischer Beitrag unabgesättigter Spins hervorgerufen werden.

Jeder dieser vier Anteile bewirkt einen Sprung der Suszeptibilität am Schmelzpunkt in paramagnetischer Richtung. Für Ge beträgt der Beitrag a_1): $(\Delta \chi)_{a1} = +0{,}3 \cdot 10^{-7}$. Nach PAULI und LANDAU ist der Beitrag[8]) a_2): $(\Delta \chi)_{a2} \sim n^{1/3}$, wo n die Konzentration der freien Elektronen im flüssigen Ge bedeutet. Der Beitrag b_1) fällt für Ge vermutlich nicht ins Gewicht, weil der entsprechende Larmor-Langevin-Term des festen Ge experimentell nicht gefunden wurde[3]). Ein grosser Beitrag von b_2) ist ebenfalls unwahrscheinlich, da infolge der grossen Wechselwirkung zwi-

schen den Valenzelektronen benachbarter Atome ihre Spins sich gegenseitig absättigen können.

Unter der Annahme, dass $(\Delta\chi)_{b1}$ und $(\Delta\chi)_{b2}$ gegenüber $(\Delta\chi)_{a2}$ vernachlässigt werden können, ergibt sich aus $(\Delta\chi)_{a2} \approx (\Delta\chi)_{exp.} - (\Delta\chi)_{a1} = +1{,}4 \cdot 10^{-7}$ eine Elektronenkonzentration n, welche ungefähr einem freien Elektron pro Ge-Atom entspricht. Dieser Wert stellt eine obere Grenze dar, weil $(\Delta\chi)_{b1}$ und $(\Delta\chi)_{b2}$ definit paramagnetisch sind.

Eine Interpretation des schwach linearen Anstiegs des Temperaturverlaufes der Suszeptibilität in der Schmelze scheint uns verfrüht. Wegen der auffallenden Übereinstimmung der Steigung mit derjenigen des Tieftemperaturastes ist es nicht ausgeschlossen, dass ein Zusammenhang zwischen diesen beiden besteht.

Literatur

1) G. Busch und O. Vogt, Helv. Phys. Acta *27*, 241 (1954); *30*, 224 (1957).
2) G. Busch und E. Mooser, Helv. Phys. Acta *26*, 611 (1953).
3) G. Busch, Halbleiterprobleme IV (1958), herausgegeben von W. Schottky.
4) A. van Itterbeek und W. Duchateau, Physica *22*, 649 (1956).
5) H. Hendus, Z. Naturforschg. *2a*, 505 (1947).
6) C. A. Domenicali, J. app. Phys. *28*, 749 (1957).
7) N. P. Makrowskij und A. R. Regel, Zh. Tekh. Fiz. *22*, 1281 (1952).
8) Siehe z. B. A. H. Wilson: «The Theory of Metals», p. 168 (1954).

Die magnetische Suszeptibilität von Si-GeMischkristallen

von G. Busch, H. J. Stocker und O. Vogt
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH. Zürich)

Im Anschluss an unsere früheren Arbeiten[1]) an Si und Ge haben wir die magnetische Suszeptibilität einer Reihe von Si-Ge-Mischkristallen von 80° K bis ca. 1200° K gemessen.

Die polykristallinen Proben wurden je nach dem Konzentrationsverhältnis nach drei Verfahren hergestellt. Für Si-Konzentration zwischen 100 und 80 Gew.% wurde das «Floating-Zone-Verfahren» angewandt. Unterhalb 80% Si ist dieses Verfahren wegen des zu grossen Gewichts der flüssigen Zone unbrauchbar. Wir haben eine neue *tiegelfreie* Methode, das «Anblasverfahren», entwickelt, welches die Herstellung von Mischkristallen mit Si-Konzentration zwischen 80 und 50 Gew.% erlaubt. Bei diesem Verfahren wird ein Gemisch von Si- und Ge-Pulver aus einer Quarzglasdüse auf einen flüssigen Tropfen am Ende eines Keim-Stabes angeblasen. Durch langsames Heraufziehen dieses Stabes aus der Hochfrequenz-Heizspule entstehen Mischkristalle bis ca. 10 mm Durchmesser mit prinzipiell unbeschränkter Länge. Für Si-Konzentrationen unterhalb

50% wurde das konventionelle «Zone-Levelling-Verfahren» benützt. Die spezifischen Widerstandswerte solcher Proben liegen bei Zimmertemperatur zwischen 2 und 400 Ωcm.

Nach früheren Messungen[1]) nimmt die magnetische Suszeptibilität χ für Si zwischen 300° und 1300° K mit zunehmender Temperatur *linear* zu; während die Suszeptibilität für Ge ein *Maximum* bei 800° K durchläuft. Die neuen Messresultate für Si-Ge-Mischkristalle zeigen einen stetigen Übergang von dem Kurvenverlauf des Ge zu demjenigen des Si. Für Proben mit Si-Konzentration unterhalb 18 At.% zeigen die χ-T-Kurven noch ein Maximum, welches sich mit zunehmender Si-Konzentration ständig nach höherer Temperatur verschiebt; bei 18 At.% Si liegt dieses Maximum praktisch am Schmelzpunkt. Mit weiter zunehmender Si-Konzentration weichen die χ-T-Kurven immer weniger von einem linearen Verlauf ab, von 60 At.% Si aufwärts sind sie bis 1300° K linear.

Nach Busch[1])[2]) und Mooser[2]) und Enz[3]) setzt sich die magnetische Suszeptibilität χ für eigenleitende Halbleiter wie reines Ge und Si im wesentlichen aus einem Gitteranteil χ_G und einem von den quasifreien Ladungsträgern herrührenden Anteil χ_L zusammen:

$$\chi = \chi_G + \chi_L \tag{1}$$

Für Nichtentartung gilt:

$$\chi_L = A(m^*) \cdot T^{1/2} \cdot e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \tag{2}$$

wo ΔE die Aktivierungsenergie und $A(m^*)$ eine monoton abnehmende Funktion der effektiven Masse m^* bedeuten. Somit wird χ_L gross für kleine ΔE bzw. kleine m^* und umgekehrt. Mit bekannten Werten für ΔE und m^* hat Enz[3]) die experimentellen Resultate für Ge quantitativ erklären können. Die analoge Berechnung für Si zeigt, dass bis 1300° K χ_L so klein bleibt, dass der experimentell bestimmte Temperaturverlauf von χ im wesentlichen denjenigen von χ_G bedeutet.

Die Messungen für Si-Ge-Mischkristalle stellen eine ständige Abnahme vom χ_L-Anteil mit zunehmender Si-Konzentration fest, was nach (2) eine entsprechende Zunahme von ΔE bzw. $A(m^*)$ bedeutet. Eine quantitative Analyse, insbesondere die Berechnung von $A(m^*)$, wird Gegenstand einer späteren Arbeit sein.

Literatur

[1]) G. Busch, Halbleiterprobleme IV (1958), herausgegeben von W. Schottky.
[2]) G. Busch und E. Mooser, Helv. Phys. Acta *26*, 611 (1953).
[3]) Ch. Enz, Helv. Phys. Acta *28*, 158 (1955).

Halbleitende Verbindungen mit Übergangselementen

von G. Busch und F. Hulliger
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH., Zürich)

Die meisten der natürlich vorkommenden Mineralien sind Nichtmetalle. Obwohl es darunter fast ebensoviele Verbindungen mit Übergangselementen gibt wie solche ohne Übergangselemente, ist über Halbleiter aus dieser Verbindungsgruppe sehr wenig bekannt. Den Hauptgrund bilden wohl die Schwierigkeiten bei der Reindarstellung, woran direkt oder indirekt die zusätzlich an der Bindung beteiligten *d*-Elektronen schuld sind.

Von den Verbindungen der Übergangselemente waren hauptsächlich nur die Oxyde als Halbleiter bekannt. Ausserdem liessen sich diese Verbindungen scheinbar nicht erklären durch die Zonen- oder Bändertheorie, welche für verschiedene Oxyde metallische Eigenschaften voraussagte. Diese Unstimmigkeiten lassen sich aber beheben.

Zur Beurteilung des Leitungscharakters einer Verbindung stehen zwei Wege offen:

1. Berechnung der Auffüllung der Brillouinzone (Betrachtung der Fernordnung).
2. Diskussion der chemischen Bindung zwischen den einzelnen Atomen (Betrachtung der Nahordnung).

Beide Methoden müssen natürlich zum selben Resultat führen.

Vollständige Absättigung der Valenzelektronen, d. h. Besetzung aller energetisch gleichwertigen Bindungsbahnen, ist nun gleichbedeutend mit vollständiger Auffüllung der Brillouinzone. Wie bei der Spinabsättigung wirken aber auch bei der Auffüllung der Brillouinzone oder des Valenzbandes nur die bindenden Elektronen mit. Die nichtbindenden *d*-Elektronen müssen bei nichtmetallischen Verbindungen von den Bindungselektronen energetisch getrennt sein. Sie besetzen entweder diskrete Niveaux oder ein schmales Energieband und tragen nicht zur Leitfähigkeit bei.

Das Problem besteht nun in der Feststellung der bindenden und nichtbindenden *d*-Elektronen. Bei Halbleitern sind die Verhältnisse durchsichtiger als bei metallischen Verbindungen, da nur ganzzahlige Besetzungszahlen vorkommen.

Aus der Lage der Nachbaratome ergeben sich die in Frage kommenden Bindungsfunktionen und damit die möglichen Elektronenkonfigurationen der *d*-Schale. Die dadurch festgelegte Magnetonenzahl muss sich natürlich durch Suszeptibilitätsmessungen bestätigen lassen.

Allein durch Brillouinzonenberechnung und magnetische Messungen lässt sich der Leitungscharakter voraussagen bei Verbindungen, in welchen die Aufspaltung der *d*-Schale nicht in Erscheinung tritt (Ionenver-

bindungen oder solche ohne doppelt besetzte *d*-Niveaux). Als Beispiel wählen wir Verbindungen von Ti bis Fe vom Typ NiAs und MnP. Die Anionen bilden eine hexagonale Packung, in deren Oktaederlücken die Kationen sitzen. Für die ideale hexagonale Packung mit $c/a = 1{,}633$ existiert eine Brillouinzone, die genau 8 Elektronen pro Anion aufnehmen kann. Wir erwarten deshalb für NiAs-Verbindungen mit $c/a \geqq 1{,}6$ und MnP-Verbindungen mit geringen Verzerrungen Halbleitercharakter und entsprechende magnetische Momente. Über CrS, MnTe und FeS finden sich Angaben in der Literatur, von CrSe, FeSe, CrAs und FeAs wurde der Halbleitercharakter durch eigene Messungen bestätigt.

Eine Verbindungsgruppe, die man hingegen nicht versteht ohne Betrachtung der Bindungen, bilden die Pyrit- und Markasitverbindungen. Die Metallatome sind oktaedrisch von sechs Anionen umgeben, während diese tetraedrisch von drei Kationen und einem Anion umgeben sind. Ausser Ionenbindung kommen für die Anionen sp^3-Funktionen und für die Kationen d^2sp^3- oder sp^3d^2-Funktionen als Bindungshybriden in Frage. Auf Grund dieser Bindungen erwarten wir bei allen Verbindungen Halbleitereigenschaften. Über MnS_2, $MnSe_2$, FeS_2, $CrSb_2$ und $CoSb_2$ findet man Literaturdaten, welche den Halbleitercharakter bestätigen; durch eigene Messungen wurde bei $MnTe_2$, $FeSe_2$, $FeTe_2$, FeAsS, $FeAs_2$, $FeSb_2$, CoAsS, $CoAs_2$ und NiS_2 Halbleitung nachgewiesen.

Es ist auffallend, dass die in der Natur am häufigsten vorkommenden Verbindungen entweder abgesättigte Spins aufweisen (wie der Pyrit FeS_2, der Kobaltglanz CoAsS und der Rammelsbergit $NiAs_2$) oder dann (wie der Hauerit MnS_2) halbvolle *d*-Schalen besitzen, deren magnetische Momente bei tiefen Temperaturen durch antiferromagnetische Kopplung kompensiert werden. Auch die übrigen Verbindungen mit nichtverschwindendem Moment werden wohl alle Antiferromagnetismus zeigen, ausser CoS_2, das unterhalb 110° K ferromagnetisch wird. Die Sättigungsmagnetisierung von CoS_2 ergibt grob ein Magneton, in Übereinstimmung mit dem paramagnetischen Wert. Vorläufige Leitfähigkeitsmessungen an gepresstem Pulver deuten auf die Möglichkeiten der Existenz eines ferromagnetischen Halbleiters hin.

Die Atom- und Elektronenwärme des Urans zwischen 10° K und Zimmertemperatur

von K. Clusius und U. Piesbergen
(Physikalisch-Chemisches Institut der Universität Zürich)

Durch das Entgegenkommen der SKA wurde uns ein Uranzylinder im Gewicht von 1 kg zur Verfügung gestellt, um die Atomwärme zwischen 10° K und Zimmertemperatur zu messen. Bis 11° K geschah die

Abkühlung durch flüssigen und festen Wasserstoff, von da an durch Expansion von Helium, das auf 150 Atü komprimiert war. Zur Temperaturmessung diente ein 70 μ dicker Bleidraht von mehreren Metern Länge, der beim Sprungpunkt sowie bei 20° und 80° K mit Dampfdruckthermometern geeicht war. Die Umrechnung von C_p auf C_v erfolgte mit der Beziehung $C_p - C_v = 2{,}08 \cdot 10^{-5}\, C_p^2\, T$.

Unterhalb von 18° K liegen die Messwerte in einem C_v/T, T^2-Diagramm auf einer Geraden. Dies bedeutet, dass hier die Zerlegung der Atomwärme in einen dem T^3-Gesetz folgenden Gitteranteil und eine linear mit T ansteigende Elektronenwärme möglich ist:

$$C_v = 464{,}5 \left(\frac{T^3}{\Theta^3}\right) + \gamma T = 464{,}5 \left(\frac{T^3}{170^3}\right) + 21 \cdot 10^{-4}\, T$$

Oberhalb von 100° K sinken die Debijeschen θ-Werte rasch auf null ab. Doch lässt sich auch in diesem Temperaturgebiet mit einem bei 185° liegenden θ-Wert die Atomwärme des Urans gut wiedergeben, wenn eine Elektronenwärme von $20{,}7 \cdot 10^{-4}\, T$ in Rechnung gestellt wird. Dieses Verhalten entspricht ganz dem anderer Übergangselemente, die in letzter Zeit in unserem Laboratorium untersucht worden sind[1–4]).

Literatur

1) K. Clusius und C. G. Losa, Rhodium und Iridium, Z. f. Naturforschung *10a*, 545 (1955).
2) K. Clusius und H. H. Bühler, Verschiedene Metalle, Z. f. Naturforschung *10a*, 930 (1955).
3) K. Clusius und C. G. Losa, Tantal, Z. f. Naturforschung *10a*,, 939 (1955).
4) K. Clusius, C. G. Losa und P. Franzosini, Platin, Z. f. Naturforschung *12a*, 34 (1957).

Messung der Energieverluste sehr langsamer Elektronen in Alkalimetallen mit Hilfe des äusseren lichtelektrischen Effektes

von S. Methfessel
(Physikalisches Institut der Bergakademie Clausthal, jetzt IBM.-Forschungslaboratorium, Zürich)

Von H. Mayer und H. Thomas[1]) wurde an Kaliumschichten, die im Höchstvakuum von 10^{-9} Torr auf eine auf 90° K gekühlte Glas- oder Quarzfläche gedampft wurden, die Veränderlichkeit des Photostromes und der Quantenausbeute des äusseren lichtelektrischen Effektes mit der Schichtdicke, beginnend bei wenigen Atomlagen, gemessen. Das Ergebnis dieser Untersuchungen sowie der vom Verfasser durchgeführten Messungen der Energieverteilungen der Photoelektronen aus dünnen, unter saubersten Bedingungen aufgedampften Kalium- und Caesiumschichten[2])

zeigen eindeutig, dass der äussere lichtelektrische Effekt der Alkalimetalle im sichtbaren Spektralbereich über $\lambda = 265\ \mathrm{m}\mu$, entgegen bisheriger Annahmen, ein überwiegender Volumeneffekt ist, bei dem die zur Photoemission führende Lichtabsorbtion mit einer Braggschen Reflexion der absorbierenden Elektronen am Ionengitter des Metalles verknüpft ist.

Die bei einem Volumeneffekt im Metallinneren angeregten Photoelektronen müssen vor ihrem Austritt aus der Oberfläche das Metall durchlaufen, so dass sich die Möglichkeit ergibt, mit Hilfe des lichtelektrischen Effektes die Energieverluste zu untersuchen, die sehr langsame Elektronen innerhalb eines Metalles erleiden und die im wesentlichen durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung verursacht werden.

Die Energieabhängigkeit dieser Wechselwirkung kann man bestimmen, indem man zunächst aus der Theorie des Volumeneffektes[1]) die Energieverteilung der bei Einstrahlung verschiedener Lichtwellenlängen austretenden Photoelektronen ohne Berücksichtigung irgendwelcher Wechselwirkungen berechnet. Die bei den experimentell bestimmten Kurven auftretenden Abweichungen lassen sich dann auf den Einfluss der Elektron-Elektron-Wechselwirkung zurückführen. Überdies kann man einen experimentellen Mittelwert erhalten von der freien Weglänge, die ein angeregtes Elektron innerhalb des Metalles zurücklegen kann, bis seine Energie auf das restliche Elektronengas übergegangen ist, indem man die Abhängigkeit der experimentellen Energieverteilungskurven von der Schichtdicke der bestrahlten Metallprobe untersucht.

Die in Fig. 1 mitgeteilten Ergebnisse der mit der Methode des sphärischen Gegenfeldes an Caesium-, Kalium- und Natriumschichten, die mit dem monochromatischen Licht der Hg-Linien bestrahlt wurden, durchgeführten Energieverteilungsmessungen zeigen, dass grundsätzlich zwei Arten der hier wirksamen Wechselwirkungen zu unterscheiden sind[1,2]):

1. Eine kollektive Wechselwirkung der angeregten Elektronen mit der Gesamtheit des unangeregten Elektronengases, das nach Bohm und Pines[3]) zusammen mit den Ionen des Metallgitters als schwingungsfähiges Plasma aufzufassen ist, dessen Eigenfrequenz durch die Dichte der freien Elektronen bestimmt wird.

Sobald die Energie eines angeregten Elektrons die Eigenschwingungsenergie des Plasmas erreicht, setzt durch Anregung der Plasmaschwingung eine sehr starke Wechselwirkung ein, die eine freie Weglänge über nur etwa vier Atomabstände hin zulässt.

Die berechneten Plasmaeigenschwingungsenergien sind bei Caesium 2,88 eV, bei Kalium 3,65 eV und bei Natrium 5,90 eV. Elektronen, deren Energie im Metall zur Anregung von Plasmaschwingungen ausreicht, erscheinen dann im Vakuum mit einer Energie, die über dem in

Fig. 1 mit E_p bezeichneten Wert liegt. Bei Kalium und Caesium, bei denen dieser Wert innerhalb des untersuchten Spektralbereiches liegt, markiert sich das Einsetzen dieser Wechselwirkung in den experimen-

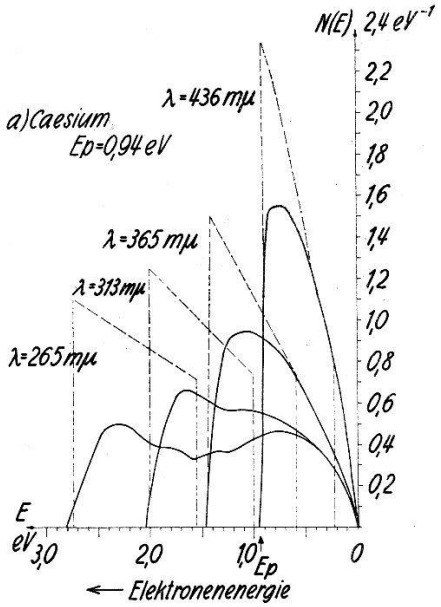

Fig. 1a

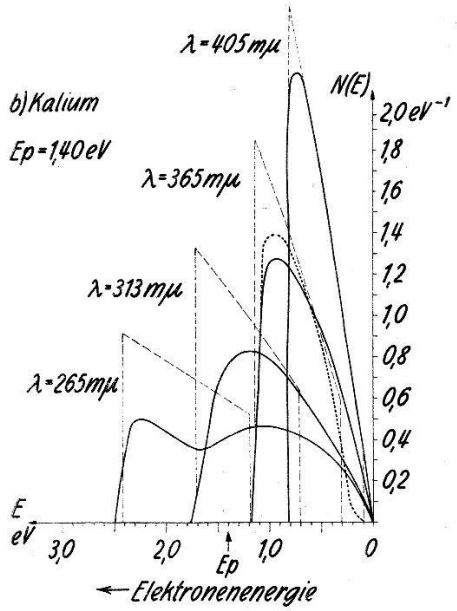

Fig. 1b

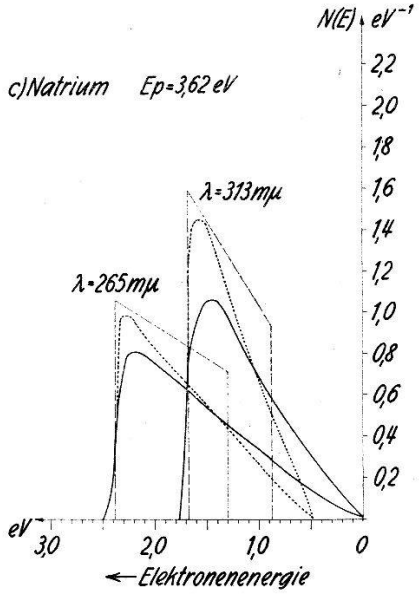

Fig. 1c

Mit verschiedenen Hg-Spektrallinien erhaltene Energieverteilungen des Caesium (*a*), Kalium (*b*) und Natrium (*c*). —— grosse Schichtdicke, ····· 5 Atomlagen dicke Schicht, – – – – theoretisch berechnet. E_p = die zur Anregung von Plasmaschwingungen ausreichende Elektronenenergie.

tellen Kurven durch eine charakteristische Einsattelung bei E_p. Die Unveränderlichkeit der über E_p liegenden Kurven mit der Schichtdicke, bis zu 5 Atomlagen herunter folgt aus der sehr kurzen freien Weglänge bei kollektiver Wechselwirkung.

*

2. Eine individuelle Wechselwirkung einzelner durch ihre Debyekugeln abgeschirmter Elektronen untereinander, die wesentlich schwächer ist und daher über E_p von der ersten Art völlig überdeckt wird. Die etwa 80 Atomabstände betragende freie Weglänge dieser Wechselwirkung zeigt sich beim Kalium mit $\lambda = 365$ mμ in der guten Übereinstimmung der bei 5 Atomlagen dicker Schicht gemessenen Verteilung mit der Theorie, weil sich bei den dann im Metall möglichen Elektronenwegen die Wechselwirkung nicht mehr bemerkbar macht. Beim Natrium ist die bei den 5 Atomlagen dicken Schichten zu erwartende Übereinstimmung zwischen theoretischen und experimentellen Kurven nicht so gut, weil besondere beim Natrium zu vermutende Anregungsverhältnisse der Photoelektronen nicht in der Rechnung enthalten sind. Erst bei etwa 100 Atomlagen werden bei Kalium für $\lambda = 365$ mμ und bei Natrium im ganzen untersuchten Energiebereich die Verteilungskurven dickenunabhängig, was mit den bei der individuellen Wechselwirkung zu erwartenden grossen freien Weglänge gut übereinstimmt.

Bemerkenswert ist, dass beim Kalium und besonders beim Caesium die Energieverteilungskurven für $\lambda = 313$ und $\lambda = 265$ mμ im Bereich kleiner Energien völlig zusammenfallen, also von der lichtelektrischen Anregung unabhängig werden. Da in diesem Energiebereich nach Ausweis der theoretischen Kurven bei einem Volumeneffekt keine Elektronen angeregt werden, ergibt sich die Folgerung, dass es sich hier um eine Sekundäremission mit den schnellen Photoelektronen als Primärelektronen handelt. Dies wird bestätigt durch die gute Übereinstimmung der lichtelektrischen Verteilungen unterhalb etwa 0,5 eV beim Caesium mit den von KOLLATH[4]) bei ca. 100 eV Primärenergien gemessenen Energieverteilungen der echten Sekundärelektronen aus dem Caesium.

Literatur

[1]) H. THOMAS, ZS. Physik *147*, 395–418 (1957); H. MAYER, H. TOMAS, ZS. Physik *147*, 419–441 (1957).
[2]) S. METHFESSEL, ZS. Physik *147*, 442–464 (1957).
[3]) D. BOHM, D. PINES, Phys. Rev. *82*, 625 (1951); Phys. Rev. *92*, 609 (1953); D. PINES, D. BOHM, Phys. Rev. *85*, 338 (1952); Phys. Rev. *92*, 629 (1953).
[4]) R. Kollath, Ann. Phys. (6) *1*, 357 (1947).

Growth of Ferroelectric Crystals of the Type (Glycine)$_3$H$_2$AB$_4$

by R. NITSCHE (Laboratories RCA Ltd, Zürich)

The isomorphous salts triglycine sulfate, selenate[1]) and fluoberyllate[2]) are ferroelectric and have Curie temperatures of 50, 28 and 70° C.

The compounds were synthesized as follows:

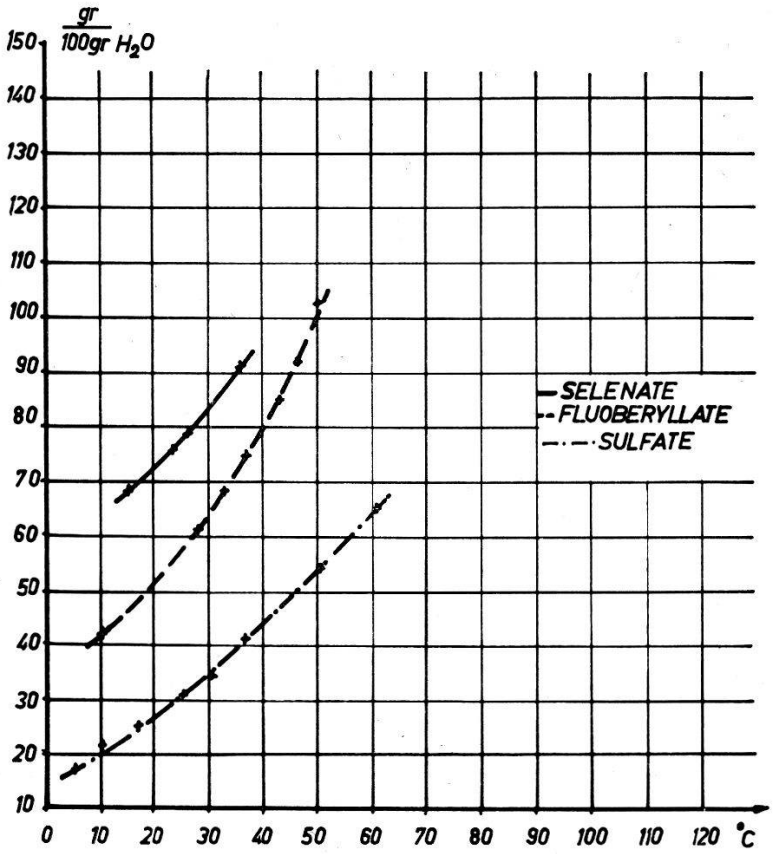
gr / 100gr H_2O
150
140
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 °C
SELENATE
FLUOBERYLLATE
SULFATE

Fig. 1

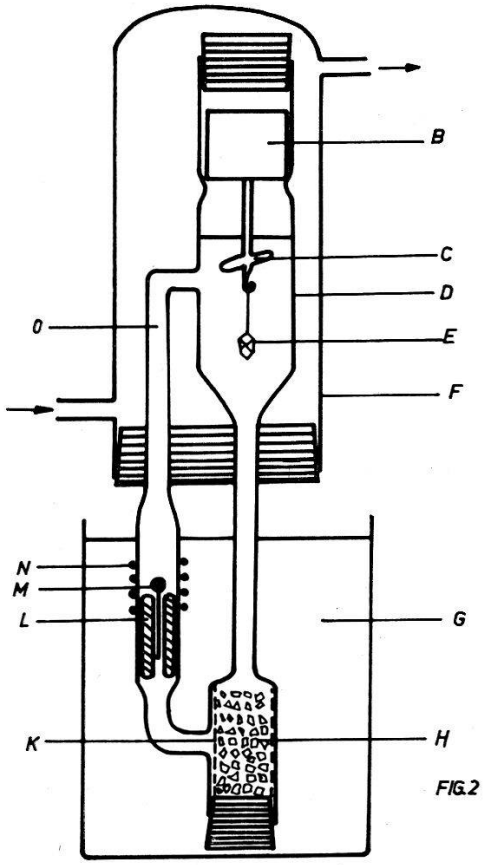
B
C
D
E
F
O
N
M
L
G
K
H
FIG.2

Fig. 2

1. The sulfate (selenate) was obtained by reacting an aqueous glycine solution with the corresponding amount of sulfuric (selenic) acid and precipitation of the salt by adding methanol to the solution:

$$3 \cdot NH_2CH_2COOH + H_2SO_4 = (NH_2CH_2COOH)_3 \cdot H_2SO_4$$

2. The fluoberyllate was made according to:

a) $BeCO_3 + 4\,HF = CO_2 + H_2O + H_2\,BeF_4$

b) Addition of an equivalent amount of glycine:

$$3\,NH_2CH_2COOH + H_2BeF_4 = (NH_2CH_2\,COOH)_3 \cdot H_2BeF_4$$

c) Precipitation of the salt by methanol addition.

The compounds crystallize monoclinic, space group $P\,2_1$ [3]), the ferroelectric axis being the *b* axis. To find optimal crystallization conditions the solubilities in water were measured as a function of temperature (Fig. 1). The solubility values were obtained by agitating sealed ampoules containing weighed amounts of salt and water in a bath of slowly rising temperature and observing the temperature of dissolution. The conventional methods to grow single crystals (growth by solvent evaporation at constant temperature and growth by slowly lowering the temperature at constant supersaturation) yielded only relatively small, irregular crystals due to local concentration gradients in the solution. Furthermore long growing times were required. To overcome these difficulties the crystal growing apparatus shown in figure 2 was constructed. It is a modified NACKEN [4]) arrangement in which the salt solution is permanently circulated between a reservoir H, containing polycrystalline feed material and the crystallization chamber D. Since $T_H > T_D$ the solution entering D is supersaturated and the seed *E* can grow. T_H and T_D are maintained by thermostats within some hundredths of a degree. To ensure uniform concentration in *D* a stirrer *C*, driven by a motor *B* agitates the solution. Unwanted seeds originating in *D* fall down into the reservoir *H* and are reused. A nylon net *K* prevents crystallites from rising into *D*. Circulation is effected by a magnetic pump. It consists of a piston *L*, made from a glass coated hollow iron cylinder. The bore of the piston is closed by a glass valve *M*. The piston is lifted in regular intervals by magnetic pulses generated in the coil *N*. A relatively fast growth was achieved by this method. Optically clear crystals of $2 \cdot 2 \cdot 2\,cm^3$ could be grown within 48 hours, the size being limited by the dimensions of the vessel. By varying the difference $\Delta\,T = T_H - T_D$ the velocity of growth could be varied in wide limits.

References

[1]) R. T. MATTHIAS, C. E. MILLER, J. P. REMEIKA, Phys. Rev. *104*, 849 (1956).
[2]) R. PEPINSKY, Y. OKAYA, F. JONA, Bull. Am. Phys. Soc. II, Vol. 2, 220 (1957).
[3]) E. A. WOOD, A. N. HOLDEN, Acta Cryst. *10*, 145 (1957).
[4]) R. NACKEN, Z. Instrumentenkunde *36*, 12–20 (1916).

Some Physical Properties of Tri Glycine Sulfate and its Isomorphs

by E. Fatuzzo (Laboratories RCA Ltd, Zürich)

Tri Glycine Sulfate (TGS) and its isomorphs Tri Glycine Selenate (TGSe) and Tri Glycine Fluoberyllate (TGF) are known to be ferroelectric[1][2]. For TGS we measured at the Curiepoint of 50° C values of the dielectric constant up to 9500. The spontaneous polarization at room temperature is 2.2 μCoul/cm^2 and it decreases with increasing temperature but does not show any sudden jump at the Curiepoint. The plot of the reciprocal dielectric constant versus temperature below and above the Curiepoint gives two straight lines with a slope ratio of -2 to -2.5 depending on the sample. These observations lead to the conclusion that TGS shows a second order transition at the Curiepoint. This is substantiated by the fact that no double loops have been observed.

TGF with a Curiepoint of 70° C behaves very similar like TGS. The spontaneous polarization for this substance at room temperature is however somewhat larger.

Careful pulsing experiments have been performed on TGS. For fields E up to about 3000 V/cm the switching current i_s increases with the field according to an exponential law of the form

$$i_s = i_o \, e^{-\alpha/E} \tag{1}$$

where i_0 and the "activation field" α are constants (Fig. 1). This law has been verified over 4 decades similar to $BaTiO_3$ where this law was observed first[3]. The switching time t_s also follows an exponential law of the form

$$t_s = t_o \, e^{+\alpha'/E} \tag{2}$$

However t_s does not vary with field as fast as i_s does because the switched charge Q_s varies also with field E; it increases steeply for low fields and reaches saturation at about 2000–3000 V/cm. At higher fields there is a point where the switching mechanism seems to change, because equations (1) and (2) do not describe the behavior of switching current and time any more. At these higher fields we find a linear behavior of i_s and $1/t_s$ with E. (Fig. 1.)

This then leads to the assumption that at low fieldstrengths the switching is primarily determined by a nucleation mechanism whereas at higher field strengths the domain wall motion becomes of importance too. This is substantiated by the following observations. A change of the pulse sequence and pulse pattern does not influence the linear part but causes appreciable changes of the exponential part (Fig. 2), where T is the waiting time between two opposite pulses. This can be understood

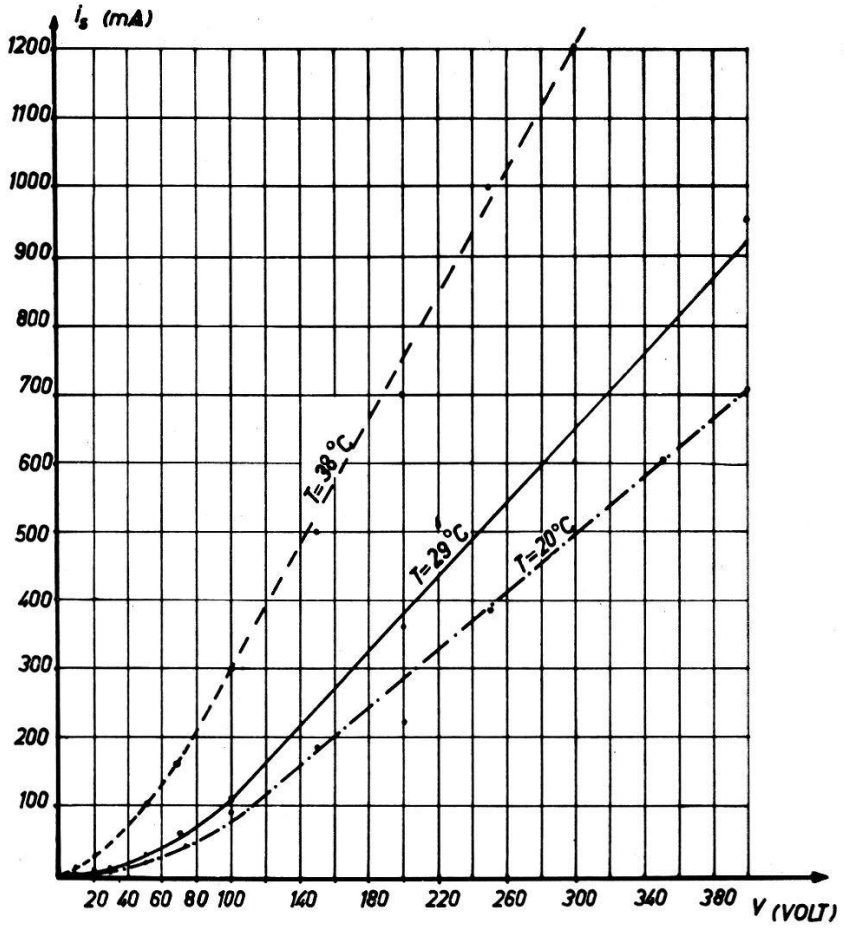
i_s (mA)
1200
1100
1000
900
800
700
600
500
400
300
200
100
T=38°C
T=29°C
T=20°C
20 40 60 80 100 140 180 220 260 300 340 380
V (VOLT)

Fig. 1

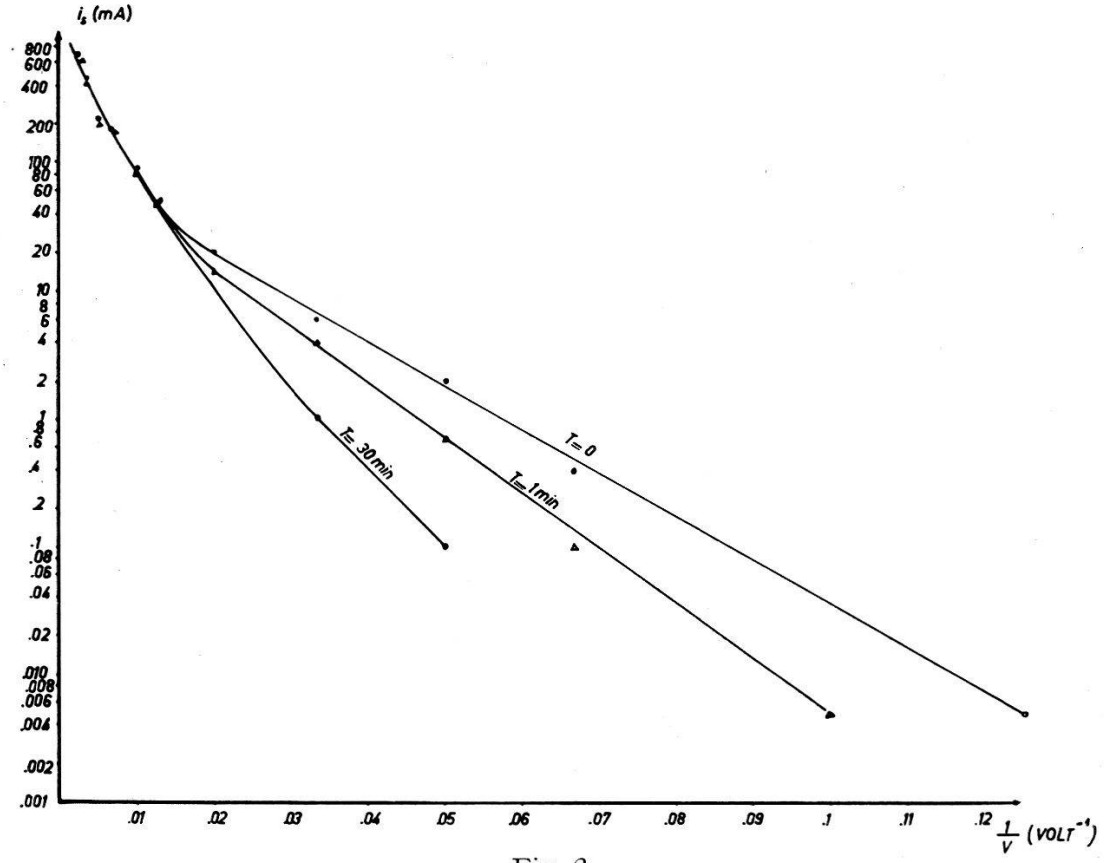
i_s (mA)
800
600
400
200
100
80
60
40
20
10
8
6
4
2
1
.8
.6
.4
.2
.1
.08
.06
.04
.02
.010
.008
.006
.004
.002
.001
T=0
T=1min
T=30min
.01 .02 .03 .04 .05 .06 .07 .08 .09 .1 .11 .12
$\frac{1}{V}$ (VOLT^{-1})

Fig. 2

if one assumes that the domain size and therefore the activation field show a continuous variation during the time between one pulse and the next one. Studies made on the BARKHAUSEN noise on TGS as a function of pulse sequence and pulse pattern seem to support these assumptions.

The "switching resistance" in TGS at high field strengths is of the order of 300–1000 Ω. It decreases with decreasing thickness of the sample.

Preliminary switching experiments on TGF have shown a very pronounced exponential part in the switching current and time. No linear part has been found yet up to 20 000 V/cm.

References

[1]) B. T. MATTHIAS, J. P. REMEIKA, Phys. Rev. *104*, 849, (1956).
[2]) S. HOSHINO, T. MITSUI, F. JONA, R. PEPINSKY, Phys. Rev. *107*, 1255 (1957).
[3]) W. J. MERZ, Phys. Rev. *95*, 690 (1954).

Space-Charge-Limited Currents in ZnS Single Crystals

by W. RUPPEL (Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Although large ZnS single crystals are highly insulating in the dark, large currents can be drawn through thin plates. The observations to be reported suggest that these currents are space-charge-limited (SCL) and analogous to those which have been observed by SMITH and ROSE[1]) in CdS single crystals.

The plates are about 5×10^{-3} cm thick. Ohmic contacts are achieved by Ga-contacts tempered at 700° C for 30 sec[2]) and they are still maintained when the Ga is removed either mechanically or chemically by etching with NaOH after tempering and In-contacts are pressed onto the crystal.

Experimental results

a) *dc-current-voltage characteristic.* A typical I-V-characteristic is shown in Fig. 1. Although the characteristics vary slightly from sample to sample, it consists of three distinct parts:

1. At low voltage (field $< 10^4$ volts/cm) I is linear in V.

2. At fields of about 10^4 volts/cm the current increases steeply. In some samples the log I vs. log V curves are almost vertical over more than five powers of ten in current.

3. At fields $> 10^4$ volts/cm the current increases with V^2. In Fig. 1 the current is plotted for increasing and decreasing voltage showing the good reproducibility of the results.

b) *Transient currents.* Transient cnrrents exceeding the steady state value are observed when a field (*dc* or *ac*) is applied without exposing the crystal to light before application of the field. The transient currents decay in about 10^{-1} sec. After the field has been switched off, it is necessary to store the sample for hours in the dark to observe the transient current anew.

c) *Direct space charge detection.* The space charge accumulated in the crystal was measured with In-contacts and by dropping the crystal onto

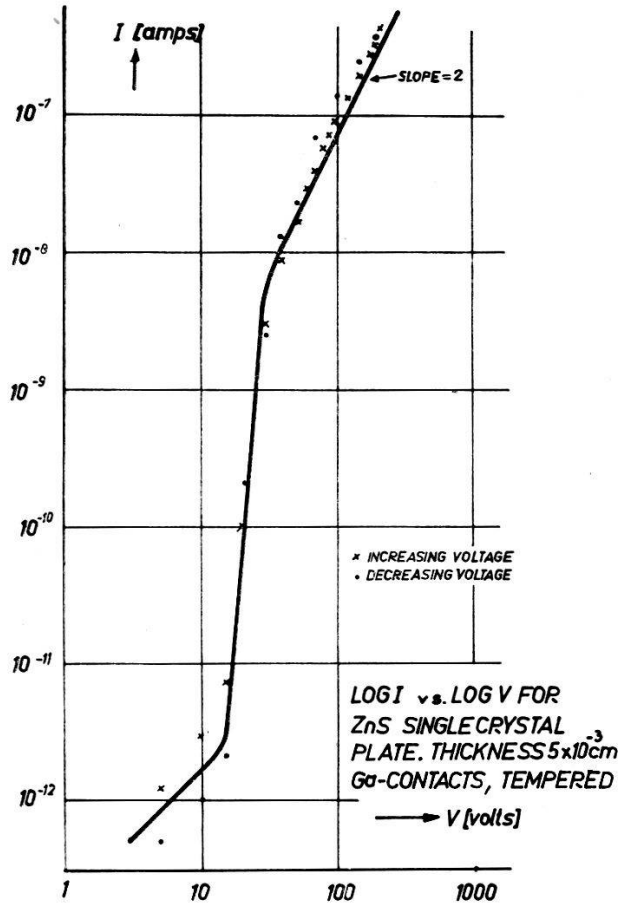

Fig. 1

the pan of an electrometer. In any case, whether an *ac* or *dc* field was applied and with the negative or positive electrode on ground, negative charge was detected. The magnitude of the charge was that of a condensor charge taking the geometry of the crystal. The effective contact area is closely that of the In-contact.

Discussion

The *I-V*-characteristic looks like a direct illustration of the theory of LAMPERT[3]) while it is hard to reconcile it with the concept of field-induced pre-breakdown developed by BÖER and coworkers[4]) for CdS. If the three parts of the curve are interpreted as ohmic, traps-filled-limit and free carrier SCL, the following quantitative data turn out:

1. From the ohmic part a resistivity of 10^{13} ohm.cms. and a thermal equilibrium free carrier concentration of $10^4/\text{cm}^3$ are obtained.

2. The onset of the vertical part corresponds to a trap density (deep traps) of $2 \times 10^{13}/\text{cm}^3$.

3. The absolute magnitude of the free carrier SCL-current in the V^2-region is by six powers of ten lower than one would expect if one takes the Hall mobility for the effective mobility. Shallow trapping is assumed to account for the reduction in current.

Since no optical excitation has preceeded the transient excess current, the latter cannot be due to emptying of traps by the field. The transient current is supposed to be due to injected excess free carriers which have not yet recombined with deep traps. Since the transient current decays only in 10^{-1} sec it is suggested that most of the electrons fall first into shallow traps from where they recombine with deep centers via the conduction band. With the ratio of free electrons to those in shallow traps of 10^{-6} the recombination life time becomes 10^{-7} sec.

The relaxation time of the space charge after the field is taken off is given by an expression of the form $\tau = 1/\nu\, e^{\Delta E_f/kT}$. If the recombination centers are assumed to lie at the Fermi level ($\Delta E_f = 0.85$ eV for the sample of Fig. 1) and if the effective lattice frequency ν is in the order of $10^{10}\,\text{sec}^{-1}$ τ becomes 10^5 sec, i. e. about one day. A slight variation of ΔE_f from sample to sample explains the wide range observed for τ.

The experimental results are analogous to those obtained for CdS and follow the theoretical predictions of Rose[5]) and Lampert[3]). One significant difference between the experimental results for CdS and ZnS is the observation of a pronounced V^2-dependent current region for ZnS with steady state *dc* voltage in the dark. A second difference is the long decay time of the transient excess current in ZnS. Both differences can be accounted for by the assumption of a high shallow trap concentration in ZnS. Due to a low shallow trap concentration in CdS the steady-state V^2-current region may not be observable since breakdown occurs before it sets in. The decay time of the transient SCL-current in CdS is directly given by the recombination life time of the free electrons while in ZnS the reduction of the free electron concentration by shallow trapping causes the observed increase in decay time.

References

1) R. W. Smith and A. Rose, Phys. Rev. *97*, 1531 (1955).
2) G. F. Alfrey and I. Cooke, Proc. Phys. Soc. B *70*, 1096 (1957).
3) M. A. Lampert, Phys. Rev. *103*, 1648 (1956).
4) K. W. Böer and U. Kümmel, Ann. d. Phys. *14*, 341 (1954).
5) A. Rose, Phys. Rev. *97*, 1538 (1955).

Wechselwirkungen von K⁻-Mesonen

von Y. Eisenberg, W. Koch, E. Lohrmann, M. Nikolič, M. Schneeberger und H. Winzeler
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Zusammenfassung. Untersucht wurden 415 Wechselwirkungen im Fluge von negativen K-Mesonen mit komplexen Kernen in Kernemulsionen. Wir vergleichen die Ergebnisse mit den Resultaten von Alvarez *et al.* für die Absorption von negativen K-Mesonen in Ruhe mit freien Protonen. Wir finden eine bedeutend höhere Λ-Produktion durch die Reaktion

$$K^- + N \rightarrow \Lambda + \pi$$

für unsere Wechselwirkungen im Fluge (mittlere kinetische Energie der K-Mesonen 86 MeV), als man erwartet, falls man die Ergebnisse von Alvarez auf komplexe Kerne überträgt.

Die vollständige Arbeit erscheint demnächst teils in «Nuovo Cimento», teils in HPA.

Analyse de désintégration de mésons K négatifs

par Y. Eisenberg, W. Koch, E. Lohrmann, M. Nikolič, M. Schneeberger et H. Winzeler
(Institut de Physique de l'Université de Berne)

Résumé: En faisant la recherche systématique de 1600 K négatifs, dans les émulsions nucléaires, nous avons observé 2 désintégrations selon le mode τ^- et 50 événements où le K disparaît en vol en un point où ne sort seulement qu'une trace fine. De ces 50 événements 12 ont été associés à un blob et nous avons montré que les 38 sans blob sont des désintégrations de K négatifs en vol, leur analyse détaillée donne les résultats suivants:.

a) Les modes de désintégration de $K^-_{\mu_2}$ et $K^-_{\pi_2}$ sont considérés comme établis. L'énergie cinétique moyenne des secondaires chargées dans le système du K au repos est:

$$K^-_{\mu_2} \quad T_\mu^{CM} = 153 \pm 4 \text{ MeV}$$
$$K^-_{\pi_2} \quad T_\pi^{CM} = 109{,}5 \pm 3 \text{ MeV}.$$

b) L'abondance relative du mode de désintégration de $K^-_{\mu_2}$ est d'environ 50%.

c) La vie moyenne des mésons K^- est:

$$\tau_{K^-} = (1{,}60 \pm 0{,}03)\ 10^{-8} \text{ sec.}$$

Une analyse complète sera prochainement publiée dans le Nuovo Cimento.

Erzeugung harter Schauer aus Lithium durch geladene Partikel der kosmischen Strahlung

von M. Gribi, F. Heinrich, H. Loeliger, J. M. Pictet, A. Rytz, H. Wäffler und M. Walter

(Physikalisches Institut der Universität Zürich)

Mit Hilfe einer zählrohrgesteuerten Mehrplattenwilsonkammer von 49,5 cm Breite, 45 cm mittlerer Höhe und 30 cm Tiefe wurden auf dem Jungfraujoch (3450 m ü. M.) die Ereignisse, die in einem direkt über der Kammer stehenden Lithiumblock (48,5 × 18 × 13 cm³) von hochenergetischen Protonen ausgelöst wurden, photographiert.

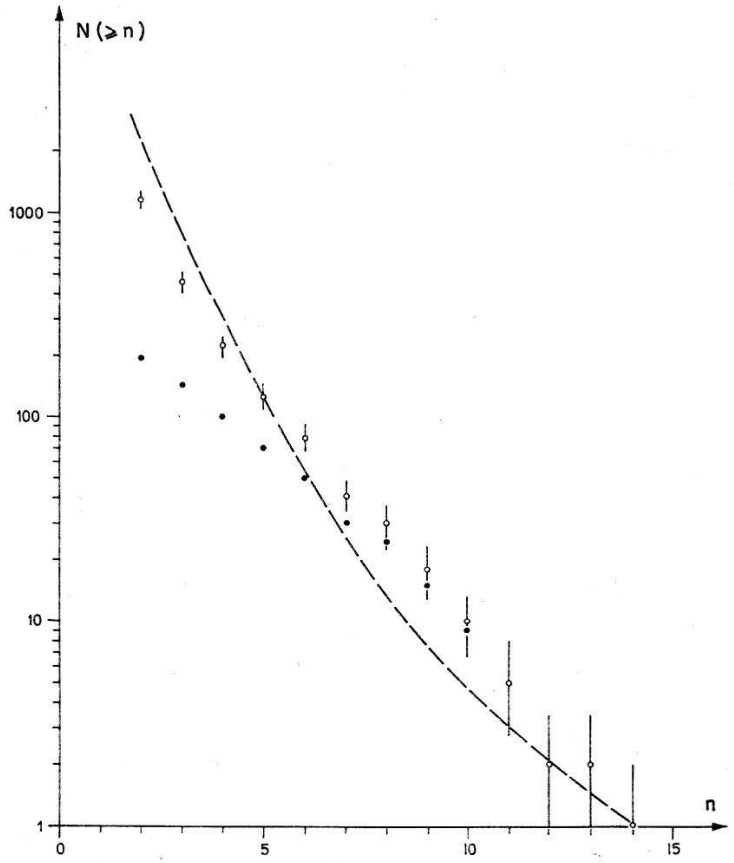

Fig. 1

Integrale Multiplizitätsverteilung der Schauer aus Lithium. ····· unkorrigierte experimentelle Verteilung. ooooooo korrigierte experimentelle Verteilung. ----- theoretischer Verlauf der Verteilung nach Terreaux[2]).

Das schnelle Expansionsventil ist eine Modifikation des Typs von Meyer und Stodiek[1]). Es hat bei grosser Öffnung (250 cm²) die relativ kleine Öffnungszeit von etwa 8 msec und verbessert die Spurenqualität gegenüber einem konventionellen elektromagnetischen Ventil ganz erheblich.

Aus unseren Aufnahmen wählten wir eine Serie von 8600 Aufnahmen aus, wovon 277 Schauer aus dem Lithiumtarget enthalten. Sicher für

die Statistik befunden wurden davon nur 197; nämlich diejenigen, die sicher aus dem Lithium stammen und zugleich die Bedingung erfüllen, dass mindestens 2 Spuren die ganze Kammer ohne Interaktion durchlaufen. Die Totalzahl der geladenen Sekundären betrug 900 $\pm$ 25. Die mittlere Multiplizität der geladenen Schauersekundären ergibt sich unkorrigiert zu 4,3 und nach einer Korrektur für den zu erwartenden Verlust, hauptsächlich von Schauern niedriger Multiplizität, durch die Anordnung der Zählrohre zu 2,85. Vergleicht man die experimentell gefundene integrale Multiplizitätsverteilung mit derjenigen, die von

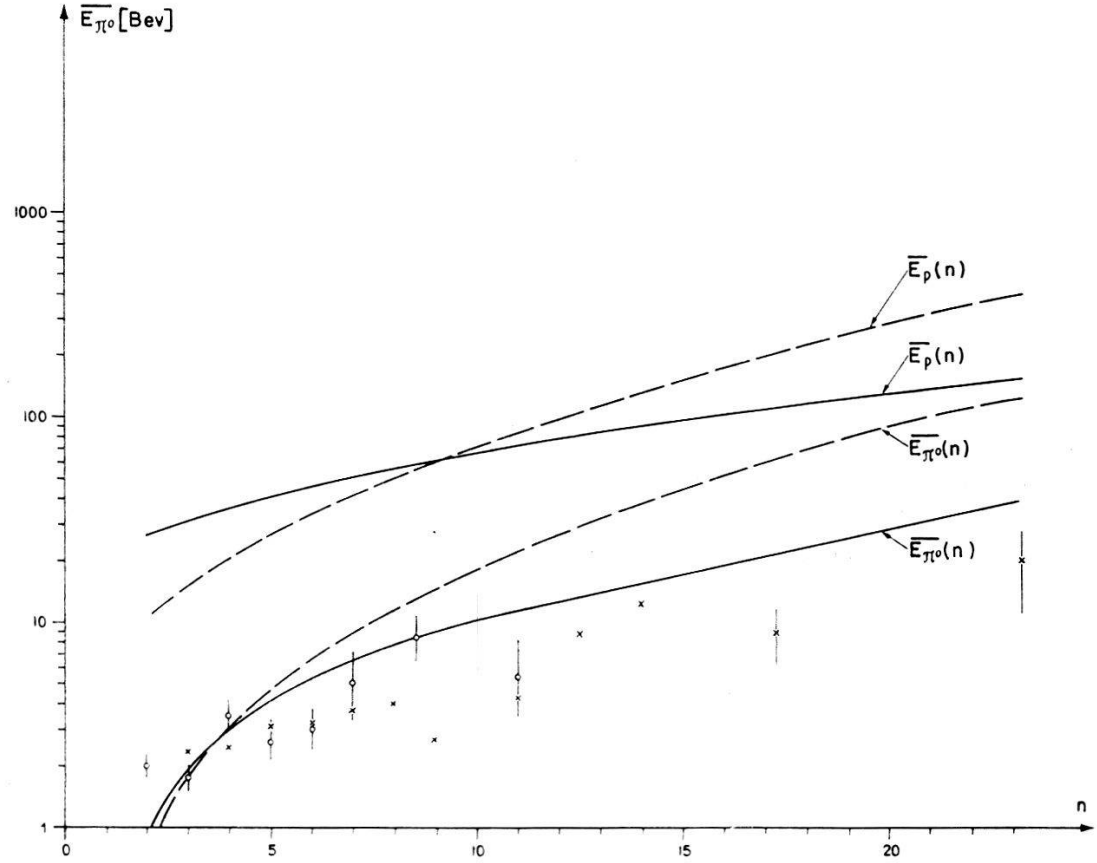

Fig. 2

Mittlere Energie $\overline{E_{\pi_0}}$ der π_0-Komponente der Schauer mit Multiplizität n. Experimentelle Werte für Lithium (°). Experimentelle Werte für Blei (×) nach DEUTSCHMANN[5]). Theoretische Kurve für $\sigma = 0{,}45$ (-----) und $\sigma = 0{,}25$[2]) (———).

TERREAUX und HEITLER[2]) berechnet wurde (mittlere Stosszahl im Li-Kern 2,7), so zeigt sich, dass sich auch die Frequenz der hohen Multiplizitäten (12, 13, 14) recht gut erklären lässt (Fig. 1). Die mittlere theoretische Multiplizität ist 2,60.

Da die Mehrplattenwilsonkammer ein sehr geeignetes Instrument zur Energiebestimmung von Elektronenkaskaden darstellt, lässt sich, auch ohne Magnetfeld, eine Aussage über die Energien der Schauer machen. Im allgemeinen liessen sich nämlich auf den Aufnahmen je 2 Elektronen-

kaskaden, die in Richtung des Schauerursprungs zeigten, recht gut trennen und so zu den 2 Zerfalls-γ-Quanten eines zum Schauer gehörigen neutralen π-Mesons zuordnen. Das Verhältnis der Zahl der neutralen Mesonen zur Totalzahl der geladenen Sekundären ergab sich zu $(187 \pm 20)/(900 \pm 25)$. Eine verfeinerte Kaskadentheorie von OTT[3]) ermöglicht die theoretische Voraussage der Entwicklung einer Elektronenkaskade durch die 3 Goldlegierungsplatten der Kammer. Das Auszählen der Elektronenspuren in den verschiedenen Kammerkompartimenten und der Vergleich mit dem Winkel des Zerfallsquantenpaares[4]) erlaubte die Bestimmung der π^0-Energien. Fig. 2 zeigt die schliesslich erhaltene Verteilung der mittleren Energien der π^0-Komponente der Schauer mit der Multiplizität n als Funktion dieser Multiplizität aufgetragen. Der theoretische Verlauf dieser Verteilung, die nach TERREAUX und HEITLER[2]) unter der Annahme eines mittleren relativen Energieverlustes eines Nukleons beim Zusammenstoss mit einem andern Nukleon von $\sigma = 0{,}25$ berechnet ist, kommt den experimentellen Resultaten nahe. DEUTSCHMANNS[5]) Resultate für Blei lassen sich ebenfalls gut an die Interpretation von TERREAUX[2]) anpassen.

Die integrale Häufigkeitsverteilung einer bestimmten Multiplizität n in Abhängigkeit von der π^0-Energie in doppelt logarithmischer Darstellung aufgetragen, sollte bis zu einer bestimmten Minimalenergie (dem Schwellenwert für die Produktion eines Schauers mit n-Teilchen) eine Gerade mit der Neigung $\gamma = -1{,}5$ ergeben. Diese Gerade spiegelt die Häufigkeitsverteilung des Primärspektrums wider. Innerhalb der Grenzen unserer Statistik für Lithium ergibt sich für die totale Häufigkeitsverteilung als bester Wert für die Steigung $\gamma = -1{,}35$.

Ein kritischer Vergleich unserer Resultate sowohl mit der Theorie von HEISENBERG[6]) wie auch mit derjenigen von TERREAUX und HEITLER[2]) bleibt einer ausführlicheren Arbeit vorbehalten[7]).

Literatur

1) MEYER und STODIEK, Rev. Sc. Instr. *24*, 76 (1953).
2) TERREAUX, H.P.A. *24*, 568 (1951); HEITLER, JANOSSY, Proc. Phys. Soc. A *62*, 374, 669 (1949); HEITLER, JANOSSY, H.P.A. *23*, 417 (1950).
3) OTT, Zeitschr. f. Naturforschung *9a*, 6, 488 (1954), und HEISENBERG[6]).
4) ROSSI, High Energy Particles, Prentice Hall Inc, 4, 15 (1952).
5) DEUTSCHMANN, Zeitschr. f. Naturforschung *9a*, 6, 477 (1954).
6) HEISENBERG, Zeitschr. f. Physik *126*, 569 (1949); HEISENBERG, Vorträge über kosmische Strahlung (Springer, Berlin 1953).
7) J. M. PICTET, Dissertation, Universität Zürich (1958), nicht publiziert.

Projekt eines Zyklotrons für schwere Ionen

von P. Stähelin, P. Marmier und P. Scherrer
(Physikalisches Institut, ETH. Zürich)

Eine ausführliche Beschreibung soll in den Helv. Physica Acta erscheinen, sobald das Zyklotron in Betrieb steht. Zur Zeit ist es noch ungewiss, ob das vorgesehene Zyklotron überhaupt zur Ausführung gelangt.

Polarisation der an Deuteronen gestreuten Neutronen

von M. Brüllmann, H.-J. Gerber, D. Meier
(Physikalisches Institut der ETH. Zürich)

Es wurde die Polarisation $P_2(\vartheta)$ für die elastische Streuung von 3,27-MeV-Neutronen an Deuteronen gemessen, im Hinblick auf die Abweichungen der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung von der Zentralkraft[1]).

1. Theorie: Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\vartheta, \varphi)$ für die Streuung eines polarisierten Strahles von Teilchen vom Spin 1/2 und vom Polarisationsgrad P_1 ist gegeben durch[2])

$$\sigma(\vartheta,\varphi) = \sigma_0(\vartheta) \cdot [1 + P_1 \cdot P_2(\vartheta) \cdot \cos\varphi] .$$

Dabei bedeutet $\sigma_0(\vartheta)$ den Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines unpolarisierten Strahles, φ den Winkel zwischen der Polarisationsrichtung des einfallenden Strahles und der Normalen $\vec{n}$ der Streuebene, ϑ den Winkel zwischen den Flugrichtungen $\vec{k}_e$ und $\vec{k}_a$ des einfallenden und des gestreuten Teilchens im Schwerpunktssystem. Das Vorzeichen von $P_2(\vartheta)$ wird dadurch festgelegt, dass $\vec{k}_e$, $\vec{k}_a$ und $\vec{n}$ ein Rechtssystem bilden sollen.

$P_2(\vartheta)$ ist eine Eigenschaft der Wechselwirkung bei der Streuung und kann nur dann nicht identisch null sein, falls diese Wechselwirkung keine Zentralkraft ist.

2. Messmethode: Es steht ein Strahl senkrecht zur Flugrichtung polarisierter Neutronen von bekanntem Polarisationsgrad zur Verfügung[3]). Die Streuung wurde in der zur Polarisationsrichtung senkrechten Ebene beobachtet. Gemessen wurden $\sigma^+ \equiv \sigma(\vartheta, 0)$ und $\sigma^- \equiv \sigma(\vartheta, \pi)$, die Wirkungsquerschnitte für die beiden zum einfallenden Strahl symmetrisch liegenden Richtungen ϑ. Daraus erhält man

$$P_2(\vartheta) = \frac{1}{P_1} \cdot \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} .$$

3. Apparatur: Eine genaue Beschreibung der Erzeugung und Kollimation der Neutronen befindet sich bei MEIER, SCHERRER und TRUMPY[3]). Die polarisierten Neutronen fallen auf einen zylinderförmigen Streukörper aus Deuterobenzol [C_6D_6]*), dem Scintillatorsubstanzen beigemischt sind und der in Lichtkontakt mit einer Photovervielfacherröhre steht. Diese registriert den Lichtblitz des Deuterons, das bei der Neutronstreuung gestossen wurde. Signale, die von Kohlerückstössen herrühren, lassen sich leicht unterdrücken. Als Zähler für die gestreuten Neutronen verwenden wir einen plastischen Scintillator. Wegen der geringen Energie der unter grossen Winkeln gestreuten Neutronen muss dieser Zähler sehr empfindlich eingestellt sein, und er zählt deswegen im Vergleich zum Effekt ein Vielfaches an Untergrund. Eine Koinzidenzstufe zwischen den beiden Zählern wählt nun (abgesehen von wenigen zufälligen Koinzidenzen) die wahren Streuereignisse aus. Die Justierungen wurden mit mehreren Methoden überprüft, so auch durch *n-p*-Streuung (Streukörper aus gewöhnlichem Benzol, C_6H_6).

4. Ergebnisse: Korrekturen wurden angebracht für Absorption im Streukörper und für Mehrfachstreuung. Der angegebene Fehler berücksichtigt nebst der statistischen Ungenauigkeit auch apparative Fehlerquellen.

Streuwinkel		$P_2(\vartheta)$
β_{Labor}	$\vartheta_{\text{Schwerpunkt}}$	
36°	53°	$(+3 \pm 6)\%$
50°	72°	$(+1 \pm 6)\%$
64°	91°	$(+3 \pm 6)\%$
90°	120°	$(-5 \pm 6)\%$
106°	135°	$(0 \pm 6)\%$
144°	161°	$(+7 \pm 10)\%$

Literatur

[1]) A. K. BOSE, Diss. Georg-August-Universität, Göttingen, 1957.
[2]) L. WOLFENSTEIN, Ann. Rev. Nucl. Science *6*, 43, (1956).
[3]) R. W. MEIER, P. SCHERRER und G. TRUMPY, Helv. Phys. Acta *27*, 577, (1954).

*) Ein ausführlicher Bericht über die Deuterierung von Benzol erscheint gesondert.

(p, n)-Reaktion an Mangan

von B. Lobkowicz, H. Guhl und P. Marmier
(Physikalisches Institut der ETH. Zürich)

Durch Untersuchung der γ-Spektren bei (p, n)- und (p, p')-Reaktionen an Mn^{55} wurden die Niveauschema von Mn^{55} und Fe^{55} im Bereich von 0,1 bis 2,5 MeV ermittelt[1]).

Mit dem 4-MeV-Protonenstrahl des ETH-Zyklotrons wurde eine dicke Mangantarget bestrahlt und die γ-Strahlung mit Hilfe von NaJ(Tl)-Kristallen von $1'' \times 1''$ und $2'' \times 2''$ beobachtet. Die elektrischen Impulse wurden einer fast-slow-Koinzidenzapparatur zugeführt, welche mit zwei linearen Gate ausgerüstet ist, und mit einem 20-Kanal- bzw. 1-Kanal-Impulsspektrographen registriert. Die Messapparatur ist in einer Arbeit von Guhl[1]) beschrieben worden.

Tabelle 1

Energien und Intensitäten der γ-Linien

E_γ (keV)	Ausbeute (N_γ/μ_{Coul})	Zuordnung
126 ± 2	$5{,}4 \cdot 10^6 \pm 10\%$	(p, p')
(200 – 250)	$< 5 \cdot 10^5$	—
410 ± 5	$1{,}2 \cdot 10^7 \pm 20\%$	(p, n)
475 ± 5	$8{,}5 \cdot 10^6 \pm 30\%$	(p, n)
850 ± 10	$2{,}0 \cdot 10^6 \pm 50\%$*)	(p, p')
920 ± 20	$\sim 5 \cdot 10^6$ *)	(p, n)
930 ± 10	$2{,}8 \cdot 10^7 \pm 30\%$	(p, n)
1320 ± 20		(p, n)
($\sim$ 1350)	$1{,}7 \cdot 10^7 \pm 40\%$	(p, p')
(1410)		(p, n)
($\sim$ 1350)	$\sim 7 \cdot 10^5$ *)	(p, p')
(1410)	$\sim 5 \cdot 10^6$	(p, n)
1660 ± 20	$5 \cdot 10^6 \pm 40\%$	(p, n)
(1800)	$< 10^6$	—
2100 ± 100	$2 \cdot 10^6 \pm 50\%$	(p, n)
2520 ± 70	schwach	(p, n)

*) Auswertung aus Koinzidenzmessungen.

In Tabelle 1 sind die beobachteten γ-Linien aufgeführt. Die Genauigkeit, mit der die Intensitäten angegeben werden können, ist durch die Unsicherheit des abgezogenen Untergrundes und der Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren beschränkt. Die Zuordnung zu einer (p, n)- oder (p, p')-Reaktion erfolgt dank Koinzidenzmessungen zwischen den γ-Linien und den Neutronen, die ebenfalls mit einem NaJ-Kristall gemessen wurden.

Folgende γ–γ-Koinzidenzmessungen sind durchgeführt worden (Energien in MeV): (0,126) (0,85; 1,35), (0,41) (0,92; 1,66), (0,475) (0,93), (0,93) (0,41; 0,47), (1,32) (keine γ), (1,66) (0,41). Um Koinzidenzen mit den Photospitzen von solchen mit dem Comptonuntergrund höherer

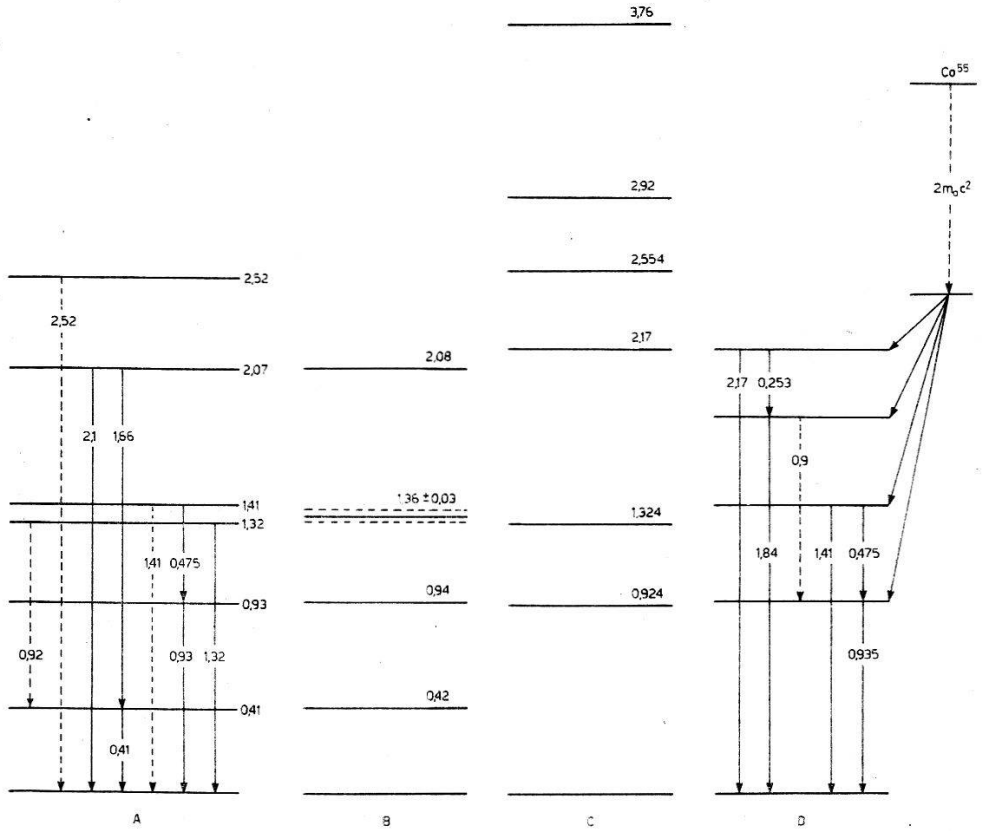

Fig. 1

Angeregte Zustände von Fe^{55}

A Vorliegende Messungen; *B* STELSON und PRESTON, Energiemessung der Neutronen mittels Photoplatten[2]); *C* CHAPMAN und SLATTERY, Schwellenmessung mit Hilfe der fast-to-slow ratio[3]); *D* CAIRD und MITCHELL, Zerfallsschema von Co^{55} [4]).

Linien sowie mit dem Neutronenuntergrund zu trennen, wurden Absorptionsmessungen gemacht.

Fig. 1 zeigt das gemessene Niveauschema der vorliegenden Arbeit (*A*) und im Vergleich dazu eine Messung der Neutronenenergien bei (p, n)-Reaktion (*B*)[2]), Schwellwertbestimmungen (*C*)[3]) und das Zerfallsschema von Co^{55} (*D*)[4]). Die γ-Übergänge in den Grundzustand der beiden Niveaus bei 1,32 und 1,41 MeV liessen sich nicht trennen. Aus der verbreiterten Linie bei 1,32 MeV wurde ein Intensitätsverhältnis von ca. 1:3 für die beiden γ-Übergänge von 1,32/1,41 MeV ermittelt, was mit den Messungen von STELSON und PRESTON[2]) in Übereinstimmung steht. Das Niveau bei 2,07 MeV ist nicht identisch mit dem beim Co^{55}-Zerfall angeregten Niveau von 2,17 MeV, da sein Zerfall über das Niveau von 0,41 MeV erfolgt.

*

Literatur

[1]) H. GUHL, Dissertation, ETH (1958).
[2]) P. H. STELSON und W. M. PRESTON, Phys. Rev. *82*, 655 (1951).
[3]) R. A. CHAPMAN und J. C. SLATTERY, Phys. Rev. *105*, 633 (1957).
[4]) R. S. CAIRD und A. C. G. MITCHELL, Phys. Rev. *94*, 412 (1954).

He^3-H^3-Messungen an einem Steinmeteoriten

von J. GEISS, H. OESCHGER und P. SIGNER
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Die einzige bisher verwendete Methode, die «Strahlungsalter»[1]) in Meteoriten ergibt, die unabhängig von den schwer abschätzbaren Abschirmeffekten sind, besteht in der Messung der Gehalte an Helium-3 und Tritium in derselben Probe. T und He^3 entstehen als Spallationsprodukte, wobei Helium-3 einmal direkt produziert wird und zum anderen durch β-Zerfall des Tritiums. Das Verhältnis der Produktion He^3_{direkt}/T wird in dieser Arbeit zu 0,7 angenommen[2]), eine endgültige Korrektur für die Direktproduktion von Helium-3 kann jedoch erst gegeben werden, wenn weitere experimentelle Werte dieses Produktionsverhältnisses bei verschiedenen Energien vorliegen. Der Anteil der Direktproduktion von He^3 an der Gesamterzeugung beeinflusst jedoch nur die Absolutwerte der Strahlungsalter, nur wenig dagegen die Relationen der Strahlungsalter verschiedener Meteoriten untereinander (vgl.)[3]).

Wir haben den Gehalt an Helium-3 und Tritium in dem Chondriten Monte das Fortes, der 1950 gefallen ist, gemessen. Die Extraktionsmethoden werden in einer ausführlichen Arbeit beschriebenen werden. Das Tritium wurde in einem Proportional-Antikoinzidenzzählrohr[4]) gemessen, dessen Nulleffekt bei einem Nutzvolumen von 1,5 Litern 0,45 cpm beträgt. Die Zähleffekte lagen zwischen 2 und 3 cpm. Der He^3-Gehalt wurde durch isotopic-dilution-Methode unter Verwendung von He^4-Tracer bestimmt. Dabei wurde für das Massenspektrometer eine Zirkulationseinlassanlage verwendet.

Tabelle 1 zeigt die Resultate. Zum Vergleich sind die Ergebnisse von BEGEMANN, GEISS und HESS[1]) an dem Achondriten Norton County angegeben, die die einzigen bisher veröffentlichten He^3/H^3-Messungen an Steinmeteoriten darstellen*). Man erkennt, dass die Tritiumwerte in den beiden Steinmeteoriten etwa gleich sind, während der He^3-Gehalt in dem Chondriten um etwa einen Faktor 4 kleiner ist. Dadurch ergibt sich

---

*) FIREMAN und SCHWARZER[5]) haben He^3- und T-Messungen an Eisenmeteoriten durchgeführt.

ein Unterschied im Strahlungsalter um diesen Faktor. Strahlungsalter für Chondrite in der Grössenordnung von 50 Ma waren schon in einer früheren Arbeit[3]) auf Grund der A^{38}-Gehalte[6]) vermutet worden.

Tabelle 1

Name des Meteoriten und Falljahr	Tritiumaktivität in Zerfällen pro Gramm u. Minute, auf Falldatum extrapoliert	He^3-Gehalt 10^{-6} cm^3 STP/g	Strahlungsalter 10^6 *a*
Monte das Fortes, Chondrit (1950)	0,30 ± 0,05	0,49 ± 0,05	50
Norton County, Achondrit (1948)			
Probe *A*[1])	0,29 ± 0,02	2,27 ± 0,11	240
Probe *B*[1])	0,24 ± 0,02	2,35 ± 0,11	280

Das junge Strahlungsalter des Chondriten Monte das Fortes kann nicht mit dem «Alter der kosmischen Strahlung» identifiziert werden, da der Meteorit Norton County ein weit grösseres Strahlungsalter hat*). Das Strahlungsalter von Monte das Fortes gibt daher eine Aussage über den Zeitpunkt, zu dem dieser seine präatmosphärische Grösse durch Herauslösen aus einem grösseren Objekt erhielt. Es lässt sich noch nicht entscheiden, ob dies durch ein einmaliges oder mehrmaliges Aufbrechen oder durch einen kontinuierlichen Auflösungsprozess erfolgt ist**).

Literatur

1) F. Begemann, J. Geiss und D. C. Hess, Phys. Rev. *107*, 540 (1957).
2) G. R. Martin, S. J. Thomson, G. Wardle und K. I. Mayne, Phil. Mag. *45*, 410 (1954).
3) J. Geiss, Chimia *11*, 349 (1957).
4) F. G. Houtermans und H. Oeschger, H. P. A. *28*, 464 (1955).
5) E. L. Fireman und D. Schwarzer, Geochim. Cosmochim. Acta *11*, 252 (1957).
6) J. Geiss und D. C. Hess, Astrophys. J. *127*, 224 (1958).

*) Die Möglichkeit, das niedrige Strahlungsalter durch Heliumverluste zu erklären, kann sicher ausgeschlossen werden, da alle *A*/*K*-Alter und He^4/(U, Th)-Alter an Chondriten bisher Alter von 10^9 Jahren und mehr ergeben haben.

**) Wegen der Gleichheit der Tritiumwerte in den beiden Meteoriten würde es schwer sein, den Unterschied von einem Faktor 4 in den Strahlungsaltern der beiden Meteorite durch starke räumliche Unterschiede der Intensität der kosmischen Strahlung zu erklären.

Isotopenanalyse des Osmiums aus dem Meteoriten Henbury

von J. Geiss, B. Hirt und P. Signer
(Physikalisches Institut der Universität Bern)
und W. Herr und E. Merz
(Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz)

Da die Halbwertszeit des Rhenium-187 jetzt mit ausreichender Genauigkeit zu $(6{,}2 \pm 0{,}7) \times 10^{10}$ Jahren bekannt ist[1]), haben wir begonnen, den Re^{187}-Os^{187}-Zerfall auf Meteoritenuntersuchungen anzuwenden. Es wurde mit dem Eisenmeteoriten Henbury begonnen, da dieser nach Goldberg und Brown[2]) einen besonders hohen Rheniumgehalt hat.

Das Osmium wurde – durch Os^{191}-Tracer kontrolliert – extrahiert und in das gasförmige OsO_4 überführt. Dieses wurde in den vergoldeten Ionisationsraum des Massenspektrometers geleitet, wobei es nur mit Glas, Teflon und Gold in Berührung kam. Der Ionennachweis erfolgte durch Elektronen-Multiplier.

Tabelle 1 zeigt die Ergebnisse. Unsere Resultate für «gewöhnliches» Osmium und die von Nier[3]) liegen gerade noch innerhalb der Fehlergrenzen. Es ist jedoch durchaus möglich, dass die beiden verwendeten Osmium-Proben verschiedenen Gehalt an Os^{187} haben, wie dies ja beim «gewöhnlichen» Blei bekannt ist.

Tabelle 1

Probe	Os^{187}/Os^{186}
Henbury Eisenmeteorit	$1{,}128 \pm 0{,}03$
«gewöhnliches» Osmium (Merck) . .	$0{,}971 \pm 0{,}035$
Nier[3]) «gewöhnliches» Osmium . . .	$1{,}036 \pm 0{,}031$

Der Unterschied zwischen dem Osmium des Henbury-Meteoriten und dem gewöhnlichen irdischen Osmium ist sicher. Dies zeigt, dass ein erheblicher Teil des kosmisch existierenden Os^{187} radiogener Herkunft ist. Die Bestimmung der chemischen Gehalte an Osmium und Rhenium durch Neutronenaktivierung in der Henbury-Probe ist noch nicht abgeschlossen.

Für eine Abschätzung der zu erwartenden Effekte sei hier einmal angenommen, dass das Verhältnis der kosmischen Häufigkeiten von Osmium und Rhenium, das Suess und Urey[4]) geben, in diesem Meteoriten gerade vorliegt. Dann ergibt sich, dass in ihm vor $4{,}5 \times 10^9$ Jahren das Verhältnis $Os^{187}/Os^{186} = 0{,}85$ gewesen ist. Das würde bedeuten, dass auch ein erheblicher Teil des heute im irdischen Osmium vorliegenden Os^{187} durch radioaktiven Zerfall entstanden ist. Eine exakte Antwort auf diese Frage ist jedoch erst möglich, wenn die Gehalte an Rhenium und Osmium in unserer Meteoritenprobe gemessen sind.

Literatur

[1]) W. Herr und E. Merz, Zeitschr. f. Naturforschung *13a*, 231 (1958).
[2]) E. Goldberg und H. Brown, Phys. Rev. *76*, 1261 (1949).
[3]) A. O. Nier, Phys. Rev. *52*, 885 (1937).
[4]) H. E. Suess und H. C. Urey, Rev. Mod. Phys. *28*, 53 (1956).

Verwendung der Seitenbandtechnik zur Messung magnetischer Kernrelaxationszeiten

von E. Brun, J. Oeser und H. H. Staub
(Physikalisches Institut der Universität Zürich)

Halbach[1]) schlug zur Beobachtung magnetischer Kernresonanzen ein Modulationsverfahren (Seitenbandtechnik) vor, das Signale unabhängig von Modulationseffekten[2]) liefert. Oeser[3]) zeigte, dass diese Signale

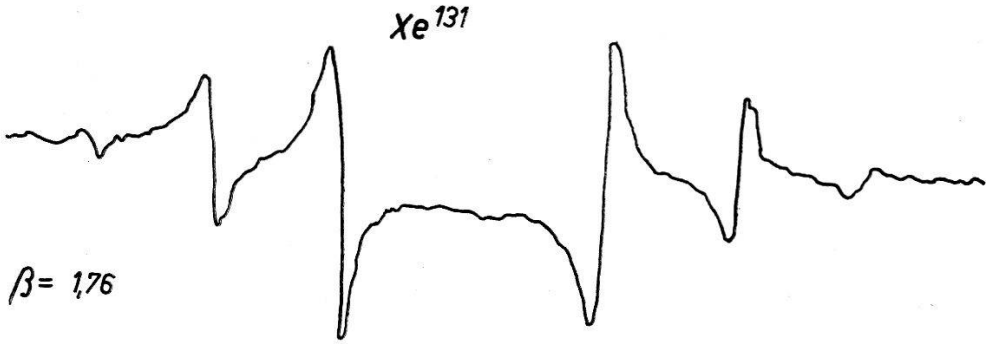

Fig. 1

Kernresonanzsignale von Xe^{131} in Xe-Gas unter 67 atm. Druck. Es handelt sich um den *u*-mode, wobei die Niederfrequenzdemodulation in Phase mit dem angelegten Modulationsfeld erfolgte.

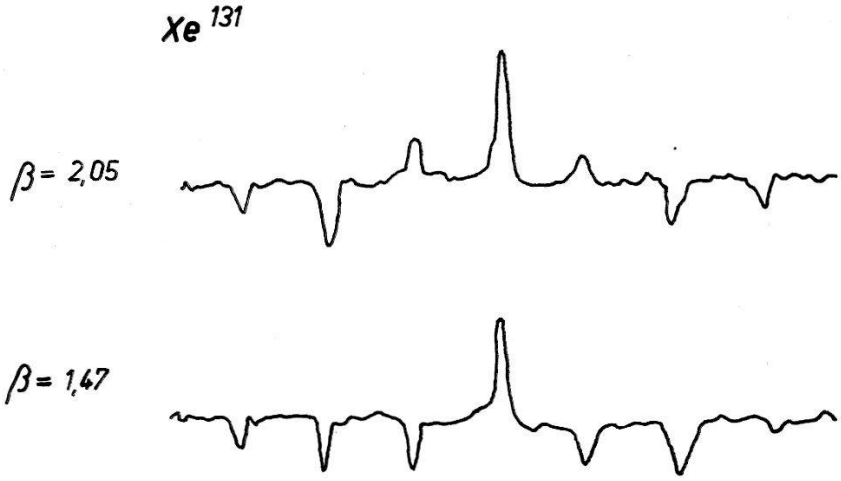

Fig. 2

Kernresonanzsignale von Xe^{131} in Xe-Gas unter 67 atm. Druck. Es handelt sich um *u*-modes, wobei die Niederfrequenzdemodulation 90° ausser Phase mit dem angelegten Modulationsfeld erfolgte.

Lösungen der phänomenologischen Blochschen Gleichungen sind und demnach eine Bestimmung der beiden Kernrelaxationszeiten T_1 und T_2 ermöglichen. Erfüllt das bei derartigen Resonanzexperimenten angelegte Modulationsfeld $H = H_m \cdot \cos \Omega t$ die Bedingung

$$\Omega T_1 \geq \Omega T_2 \gg \sqrt{1 + (\gamma H_1)^2 T_1 T_2},$$

so erhält man über Seitenbänder verteilte «slow passage»-Signale[4]), die wesentlich vom Parameter $\beta = \gamma H_m / \Omega$ abhängen. In den Fig. 1 und 2 sind einige solcher Signale wiedergegeben.

Literatur

1) K. Halbach, Helv. Phys. Acta *29*, 37 (1956).
2) K. Halbach, Helv. Phys. Acta *27*, 259 (1954).
3) J. Oeser, Dissertation, Universität Zürich (1957).
4) F. Bloch, Phys. Rev. *70*, 460 (1946).

Elektromagnetisch gestörte Gammawinkelverteilungen des 197-keV-Überganges im F^{19}

von M. Martin, R. Szostak und P. Marmier
(Zürich, ETH. und Berlin, Technische Universität)

Erscheint zurzeit ausführlich in den Helv. Phys. Acta.

Messungen der *g*-Faktoren von paramagnetischen Substanzen mit Hilfe der Richtungskorrelation

von P. Debrunner, W. Kündig, J. Sunier und P. Scherrer
(Zürich, Physikalisches Institut der ETH.)

Wir sind im Begriffe, mit Hilfe der Richtungskorrelation magnetische Momente von stark deformierten *gg*-Kernen im Bereich der seltenen Erden zu messen. Bei den stark paramagnetischen Elementen der seltenen Erden tritt folgende Schwierigkeit auf. Das Magnetfeld am Ort des Kernes H_K ist nicht gleich dem angelegten Feld H_{ext}, sondern

$$H_K = H_{ext}(1 + k\chi) \qquad \chi = \text{Suszeptibilität}, \quad k = \text{Konstante}$$

$$\chi = \frac{C}{T} \qquad C = \text{Curiekonstante}, \quad T = \text{absolute Temperatur}$$

Die mit Hilfe der bekannten Methoden der Richtungskorrelation[1]) ge-

messenen g-Faktoren sind daher nicht die wahren g-Faktoren g_w der Kerne, sondern

$$g_{eff} = g_w \left(1 + \frac{Ck}{T}\right).$$

Misst man nun g_{eff} in Funktion der Temperatur, ist es möglich, den wahren g-Faktor ($T = \infty$) zu extrapolieren.

Wir haben nun am Beispiel des Dy^{160} versucht, diese paramagnetitische Temperaturabhängigkeit nachzuweisen. Dy^{160} zeigt das abgebildete Zerfallsschema[2]). Die von uns gemessene Kaskade ist kräftig

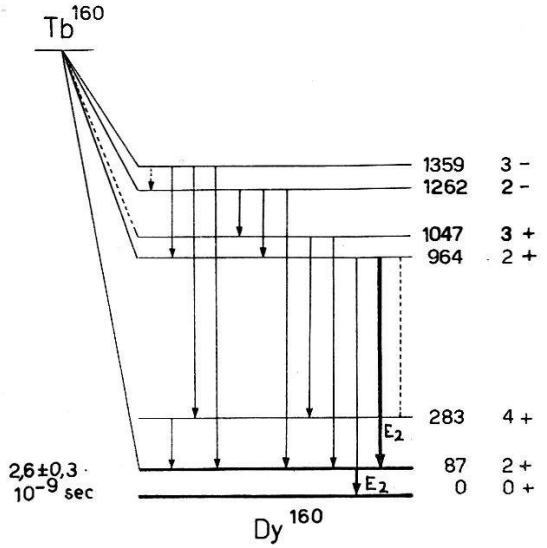

Fig. 1

ausgezogen. Leider ist die Richtungskorrelation trotz der sehr kurzen Lebensdauer des 87-KeV-Rotationsniveaus recht stark gestört. Bei der Störung handelt es sich wahrscheinlich nicht um die normale Quadrupolwechselwirkung, denn Quellen von verschiedener chemischer Form zeigen ungefähr immer dieselbe Störung.

Form	A_2 %	A_4 %
$TbCl_3$ in Wasser . . .	$-3{,}7 \pm 0{,}4$	$13{,}3 \pm 0{,}7$
$TbCl_3$ in Alkohol . . .	$-5{,}5 \pm 0{,}7$	$15{,}1 \pm 1{,}5$
Tb_2O_3 300° K	$-2{,}8 \pm 0{,}3$	$10{,}4 \pm 0{,}6$
Tb_2O_3 1300° K	$-3{,}3 \pm 0{,}4$	$9{,}4 \pm 0{,}7$
ungestörte Korrelation	$-7{,}6$	$32{,}6$

Die Messungen der g-Faktoren wurden bei zwei Temperaturen ausgeführt, mit folgendem Resultat:

T abs	g_{eff}
300°	$1{,}11 \pm 0{,}12$
1300°	$0{,}40 \pm 0{,}09.$

Daraus erhält man:

$$\underline{g_w = 0{,}18 \pm 0{,}08.}$$

Die Auswertungen geschahen unter der Annahme, dass die Zeit der Störung kurz sei gegenüber der Lebensdauer des 87-KeV-Niveaus. Eine genauere Diskussion über den Mechanismus der Störung wird nach Abschluss weiterer Messungen erscheinen.

Wir danken Herrn KURT ALDER für seine anregenden Diskussionen und sein stetes Interesse an unserer Arbeit.

Literatur

[1]) E. HEER, R. RÜETSCHI und P. SCHERRER, Z. f. Naturf. *10a*, 834 (1955).
[2]) O. NATHAN, Nuclear Phys. *4*, 125 (1957).

Ein Paarspektrometer zur Ausmessung von Gammaquanten bis 26 MeV

von R. BALZER, H. KNOEPFEL, P. STOLL und W. WÖLFLI
(Physikalisches Institut der ETH. Zürich)

Die Vorteile des Paarspektrometers als Gammamessinstrument liegen im hohen Auflösungsvermögen und in der genauen und absoluten Energiebestimmung. Im Vergleich mit anderen Messmethoden ermöglicht dieser Apparat wesentlich genauere Messungen von Gammaquanten im Energiebereich über 4–6 MeV[1])[2]). Als Hauptnachteil gilt seine kleine Lichtstärke. Bei 8 MeV ist sie von der Grössenordnung von 10^{-7} gemessenen Paaren pro einfallendes Photon. Das Paarspektrometer kann daher nur im Zusammenhang mit starken Gammaquellen benützt werden. Beim Aufbau unseres Spektrometers, das hier kurz beschrieben werden soll, haben wir besonders darauf geachtet, diesem Nachteil entgegenzuwirken. Wir erreichen denn auch eine, im Vergleich mit anderen Paarspektrometern, stark verbesserte Lichtstärke von mehr als 10^{-6} bei 8 MeV. Vorläufig ist der Apparat am Swimmingpool-Reaktor «Saphir» in Würenlingen eingesetzt, wo verschiedene (n, γ)-Experimente geplant sind[3]).

Die Spektrometerkammer hat, den Polschuhen des Magnets entsprechend, rechteckigen Querschnitt (30 × 50 cm). Dies ermöglicht maximale Ausnützung des homogenen Magnetfeldes. Die beiden, je aus 9 Zählrohren bestehenden Zähleinheiten und der Konverter sind auf einem starren Rahmen montiert, der mühelos ausgewechselt werden kann. Das Blockschema der elektronischen Apparatur zeigt Fig. 1. Das wichtigste Element davon ist die Mischstufe, in der die nach dem geometrischen Abstand der ansprechenden Zählrohre geordneten Koinzidenzen auf 9 verschiedene Ausgangskanäle verteilt werden. Das Magnetfeld wird mit Hilfe der Protonenresonanzmethode im Bereich von 500–5000 Gauss auf 0,2 Gauss genau gemessen. Als Autodyn-Detektor dient die Transitron-

schaltung von HAHN und KNOEBEL[4]). Das Resonanzsignal wird zudem einem Phasendetektor zugeführt, der eine Regelspannung zur Stabilisierung des Magnetfeldes liefert. Damit kann der Erregerstrom der Gleich-

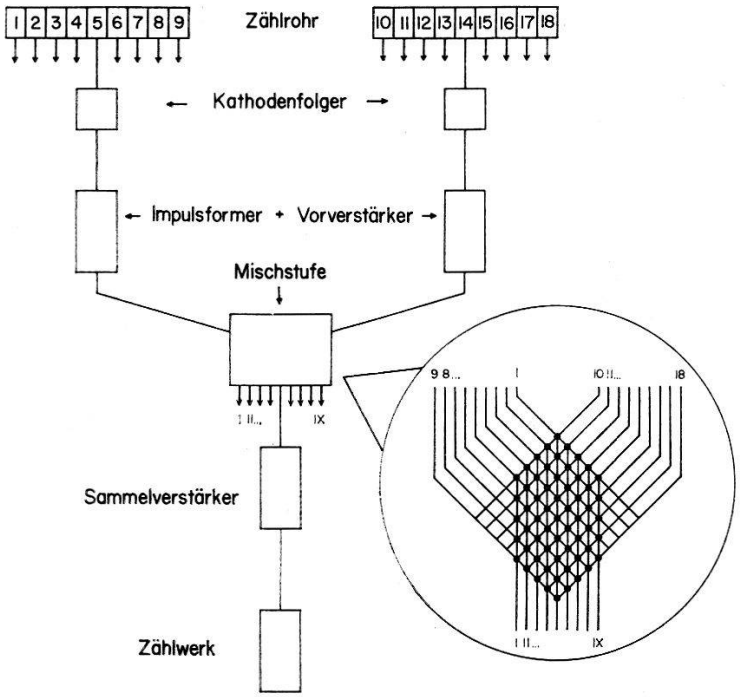

Fig. 1

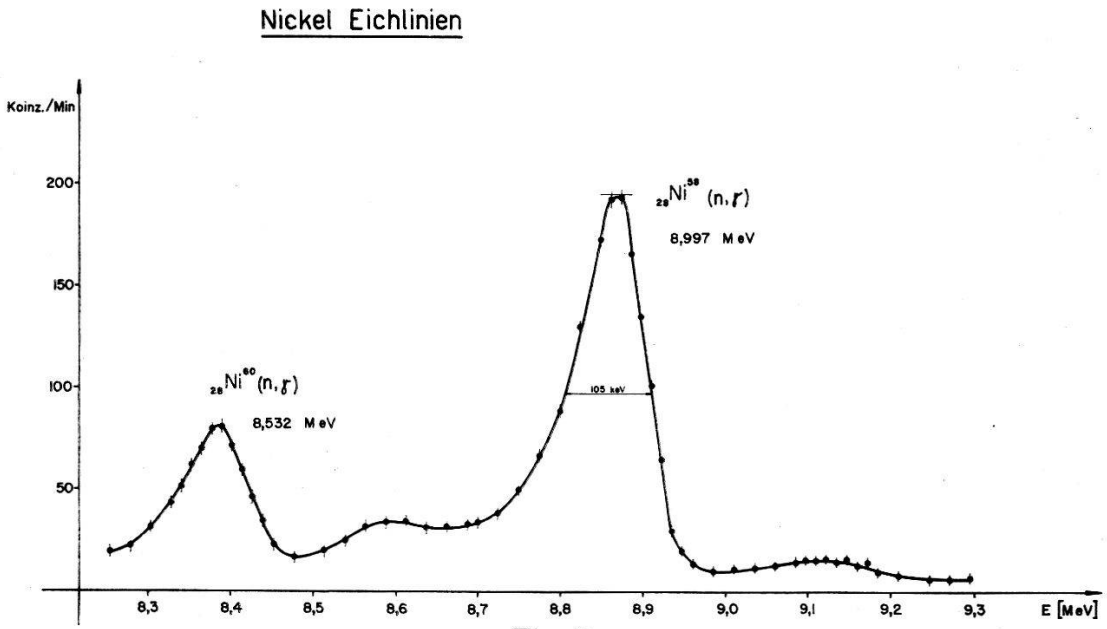

Fig. 2

stromspeisegruppe gesteuert werden. Parallel zur Magnetfeldstabilisierung ist zusätzlich für die Grobregelung eine Magnetstromstabilisierung vorhanden.

Als Beispiel einer Messung sind in Fig. 2 zwei Linien des unkorrigierten Nickel-(n, γ)-Spektrums aufgetragen. Es handelt sich um die beiden

Grundzustandsübergänge der Reaktion Ni^{58} (n, γ) Ni^{59} und Ni^{60} (n, γ) Ni^{61}. Die Halbwertsbreite der Linien bleibt beim Gamma-Paarspektrum über den ganzen in Frage kommenden Energiebereich praktisch konstant. In unserem Fall beträgt sie 105 keV; dies ergibt bei 10 MeV eine Auflösung von 1%. Zu beachten ist, dass die aufgetragene Koinzidenzenzahl auf «Gewicht eins» reduziert ist: wird z. B. im Kanal V gemessen (vgl. Fig. 1), so ergeben sich 9mal mehr Koinzidenzen pro Minute als angegeben.

Eine ausführlichere Arbeit über das Paarspektrometer wird später in den Helv. Phys. Acta erscheinen.

Literatur

[1]) WALKER und MCDANIEL, Phys. Rev. *74*, 315 (1948).
[2]) KINSEY und BARTHOLOMEW, Can. J. Phys. *31*, 537 (1953).
[3]) Vgl. H. KNOEPFEL, CH. MENOUD und P. STOLL, Helv. Phys. Acta, *31*, 330 (1958).
[4]) KNOEBEL und HAHN, Rev. Sc. Instr. *22* (1951).

Betriebsbedingungen und Möglichkeiten der Thermalisierung im Versuchskanal des Swimmingpool-Reaktors

von H. KNOEPFEL, CH. MENOUD und P. STOLL
(Physikalisches Institut der ETH. Zürich)

Im Zusammenhang mit den (n, γ)-Experimenten am Swimmingpool-Reaktor «Saphir» in Würenlingen galt es, die wichtigsten Daten über Neutronenfluss und Gammastrahlung im ETH-Versuchskanal zu bestimmen[1]). Zusätzlich wurde noch das Problem der Thermalisierung untersucht, da ein möglichst grosser Anteil thermischer Neutronen in vielen Fällen wünschenswert ist. Aus technischen Gründen konnte leider die (mit einer thermischen Kolonne leicht zu erreichende) Thermalisierung nur im Innern des Versuchskanals vorgenommen werden. Dadurch wurden dem ganzen Problem enge Grenzen gesetzt. Von Anfang an war klar, dass die ins Rohr eingeführten Moderatorsubstanzen keinen sehr grossen Einfluss auf die Neutronenflussverteilung haben konnten, da die mittlere Streuweglänge fast von der gleichen Grössenordnung des Kanaldurchmessers (120 mm) ist. Diese Substanzen bewirken vielmehr, dass die Neutronen in das den Kanal umgebende leichte Wasser gestreut werden (vgl. Fig. 4), wo sich ein grosser Teil des eigentlichen Moderationsprozesses abspielt. Da die genaue theoretische Behandlung des Moderationsprozesses unter den gegebenen Bedingungen nicht möglich ist[2]), wurde das Problem experimentell abgeklärt.

Die Messmethode. Die Messung des thermischen Neutronenflusses erfolgte durch Aktivierung von Goldfolien, die von der Reaktor AG. mit Hilfe der Basler Neutronenquelle absolut geeicht worden waren[7]). Der relative Fehler unserer Messergebnisse beträgt ca. 5%. Der absolute Fehler (Eichung, Reaktorleistung, usw.) kann nicht mit Sicherheit angegeben werden. Alle Resultate sind auf die maximale Reaktorleistung von 1 MW bezogen.

Die Neutronenflussverteilung im Versuchskanal, mit und ohne Moderator. Die Neutronenflussverteilung im Kanal (mit 15 cm Wismut) ist in Fig. 1

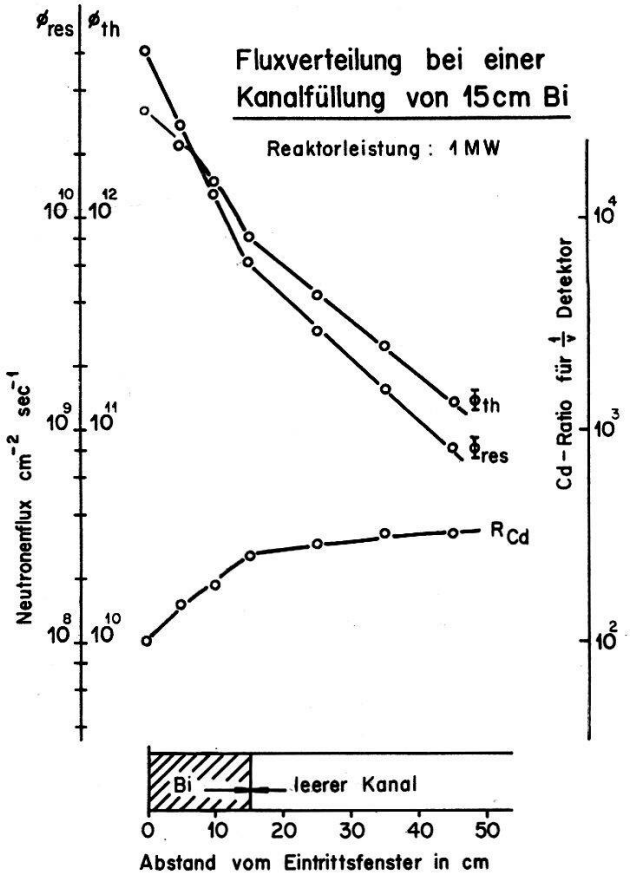

Fig. 1

aufgetragen. Daraus ist z. B. zu entnehmen, dass der thermische Neutronenfluss bei 1 MW Reaktorleistung am Kanalanfang $3{,}1 \cdot 10^{12}$ cm^{-2}-sec^{-1} beträgt. Zur Untersuchung der Thermalisierungsmöglichkeit wurden verschiedene Moderatoren in den Kanal eingeschoben (Graphit, leichtes und schweres Wasser). Das Ergebnis der Messung zeigt Fig. 2. Daraus ist ersichtlich, dass praktisch kein Unterschied zwischen dem Graphit- und dem Schwerwassermoderator besteht, obschon die mittleren Bremslängen dieser beiden Substanzen um ca. einen Faktor 1,5 verschieden sind. Selbst bei gewöhnlichem Wasser, das im Vergleich mit technischem D_2O einen 220mal grösseren Absorptionsquerschnitt besitzt, sinkt bei 20 cm Moderatorsubstanz der thermische Flux nur 3,5mal so

schnell wie beim schweren Wasser. Wohl steigt das Cd-Ratio um einen Faktor 8, doch ist dieser Vorteil mit einer grossen Abnahme des thermischen Neutronenflusses verbunden.

Die Reaktor-Gammastrahlung und das Problem der Erwärmung. Das Spektrum der Reaktor-Gammastrahlung wurde nicht ausgemessen, da

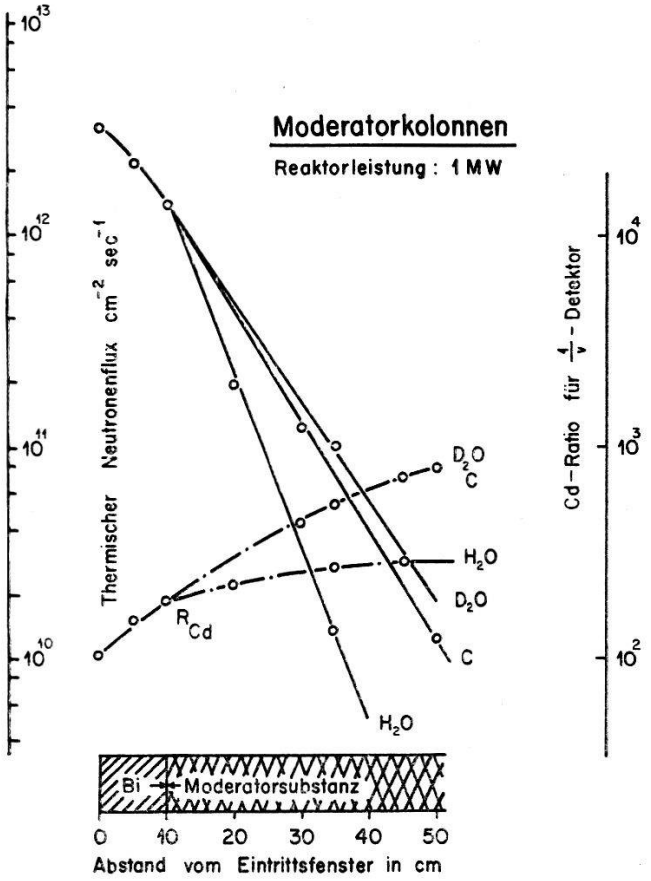

Fig. 2

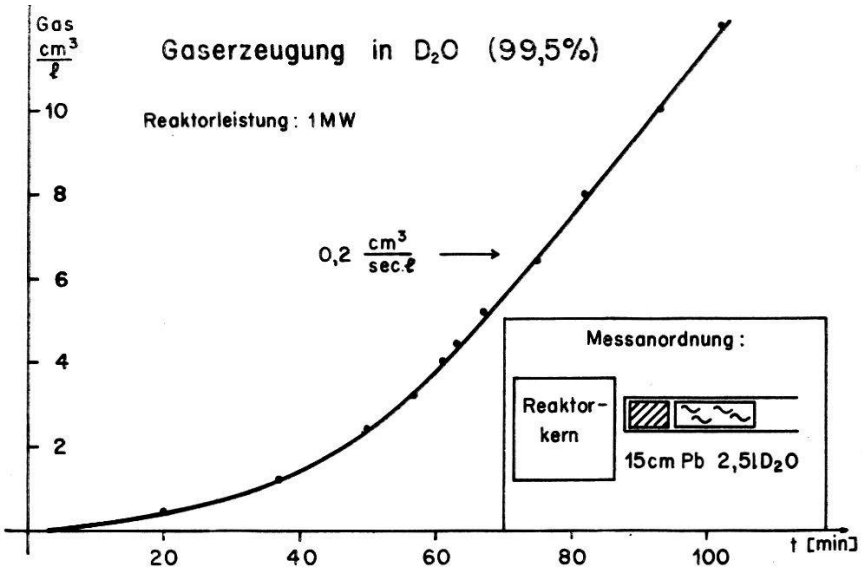

Fig. 3

der qualitative Verlauf dieses Spektrums aus Messungen an andern ähnlichen Reaktortypen bekannt ist[3]). Die Gammaintensität beträgt am Kanalanfang ca. 10^8 r/h (1 MW)[4]). Im Zusammenhang mit der Gammastrahlung ist das Problem der Erwärmung von grossem praktischem Interesse. Wir haben die Temperatur eines Blei- und eines Wismutklotzes gemessen und das Ergebnis in Tab. 1 zusammengefasst[5]). Daraus folgt z. B., dass sich ein Wismutklotz bei maximaler Reaktorleistung auf über seine Schmelztemperatur erwärmt.

Tabelle 1

	Menge	Schmelzpunkt	Temp. bei 1 MW Reaktorleistung	Absorbierte Leistung (1 MW)	Absorbierte Leistungsdichte (1 MW)
Blei	19 kg	327,4° C	250° C	362 *w*	0,21 *w*/cm³
Wismut	5,4 kg	271° C	280° C	115 *w*	0,20 *w*/cm³

Die Gasentwicklung im bestrahlten D_2O. Unter Einwirkung des Neutronenflusses und der Gammastrahlung entsteht im schweren Wasser Gas, wobei die Reinheit eine grosse Rolle spielt[6]). Wir haben diese Gaserzeugung quantitativ gemessen und in Fig. 3 in Funktion der Zeit aufgetragen. Im Sättigungsgebiet ergibt sich eine Gasentwicklung von 0,2 cm³/sec. l (Normaldruck). Das D_2O hatte einen spez. Widerstand von $0{,}60 \cdot 10^5$ Ohm. cm.

Der Kollimator für die (n, γ)-Experimente. Auf Grund der mit den obigen Messungen gesammelten Erfahrung wurde die Kollimationseinrichtung für die (n, γ)-Experimente entworfen und konstruiert (Fig. 4).

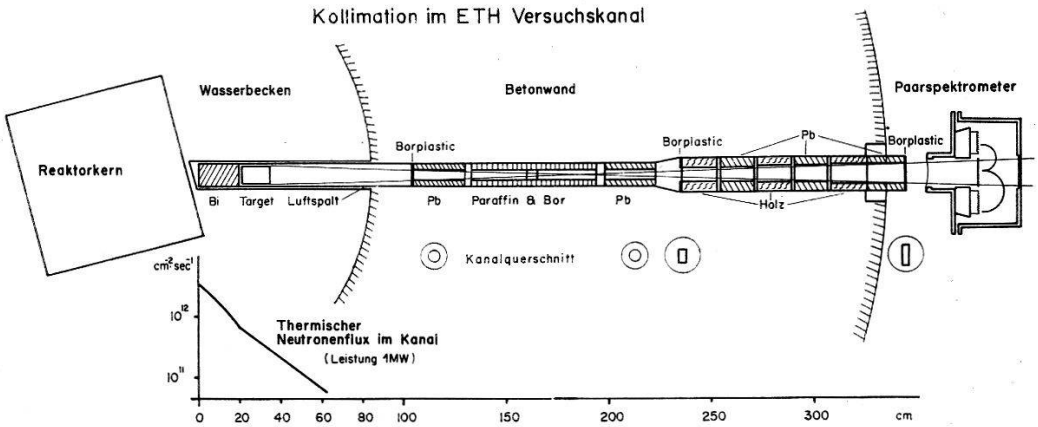

Fig. 4

Diese Anordnung hat sich in jeder Hinsicht bewährt. Für den Betrieb bei 1 MW Reaktorleistung, bei der sich der Wismutzylinder auf ca. 280° C erwärmen würde, ist eine Wasserkühlung mit geschlossenem Kreislauf

vorgesehen. Zusätzlich wurde noch eine Thermosicherung eingebaut, die bei einer Wismut-Temperatur von 160° C den Reaktor automatisch abstellt.

Literatur

[1]) Vgl. R. BALZER, H. KNOEPFEL, P. STOLL und W. WÖLFLI, Helv. Phys. Acta *31*, 328 (1958).
[2]) DAVISON, Neutron Transport Theory, Oxford 1957.
[3]) Research Reactors, S. 109, United States Atomic Energy Commission, McGraw-Hill 1955.
[4]) Mündliche Mitteilung der Reaktor AG.
[5]) Vgl. H. CLAIBORNE *et al.*, Nucleonics, Oct. 1957, p. 114; Reactor Handbook (AEC.), Physics, p. 701, McGraw-Hill 1955.
[6]) Vgl. Actes Conf. Int. Nations Unies, Genève 1955, Vol. 7, p. 597; SCHWARZ *et al.*, J. Amer. Chem. Soc. *76*, 4693 (1954); ALLEN *et al.*, J. Phys. Chem. *56*, 575 (1952).
[7]) F. ALDER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta *22*, 368 (1949).