

# Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Bern, vom 29. und 30. April 1966

Autor(en): [s.n.]

Objektyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **39 (1966)**

Heft 3

PDF erstellt am: **10.08.2024**

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

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

## Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Bern, vom 29. und 30. April 1966

Präsident: Prof. Dr. O. HUBER, Fribourg  
Vizepräsident: Prof. Dr. K. P. MEYER, Bern  
Sekretär: Prof. Dr. F. HEINRICH, Zürich  
Vorstandsmitglieder: Prof. Dr. E. BALDINGER, Basel, und  
Prof. Dr. J.-M. JAUCH, Genf

### Allgemeiner Teil

#### 1. Jahresbericht des Vorstandes

Die Gesellschaft hat im Berichtsjahr das Patronat für folgende Veranstaltungen übernommen: «Cours de perfectionnement de l'Association Vaudoise des Chercheurs en Physique» und «International Congress on High-speed Photography».

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: die Herren AMREIN, W. (Certoux), BANTLÉ, J.-F. (Bülach), BILL, H. (Meyrin), ESCHER, S. (Zürich), FAVRE, CH. (Bernex), GÜNTHARDT, H.-J. (Zürich), HAUENSTEIN, D. (Basel), HORAK, G. (Dübendorf), HUNZIKER, W. (Zürich), JOST, P. (Le Locle), KIESS, H. (Zürich), LEVRAT, B. (Versoix), METZGER, C. (Neuchâtel), MICHAUD, B. (Fribourg), PETITJEAN, C. (Riehen), PRAEHAUSER, TH. (Basel), REIMANN, R. (Zürich), SAUTER, W. (Schaffhausen), SÉQUIN, C. (Basel), SCHIECK, H. (Basel), STRÜBIN, H. (Langnau i.E.), STÜSSI, H. (Baar), TAQQU, D. (Lausanne), WINTELER, H. (Meyrin).

Damit zählt die SPG zurzeit 724 Mitglieder.

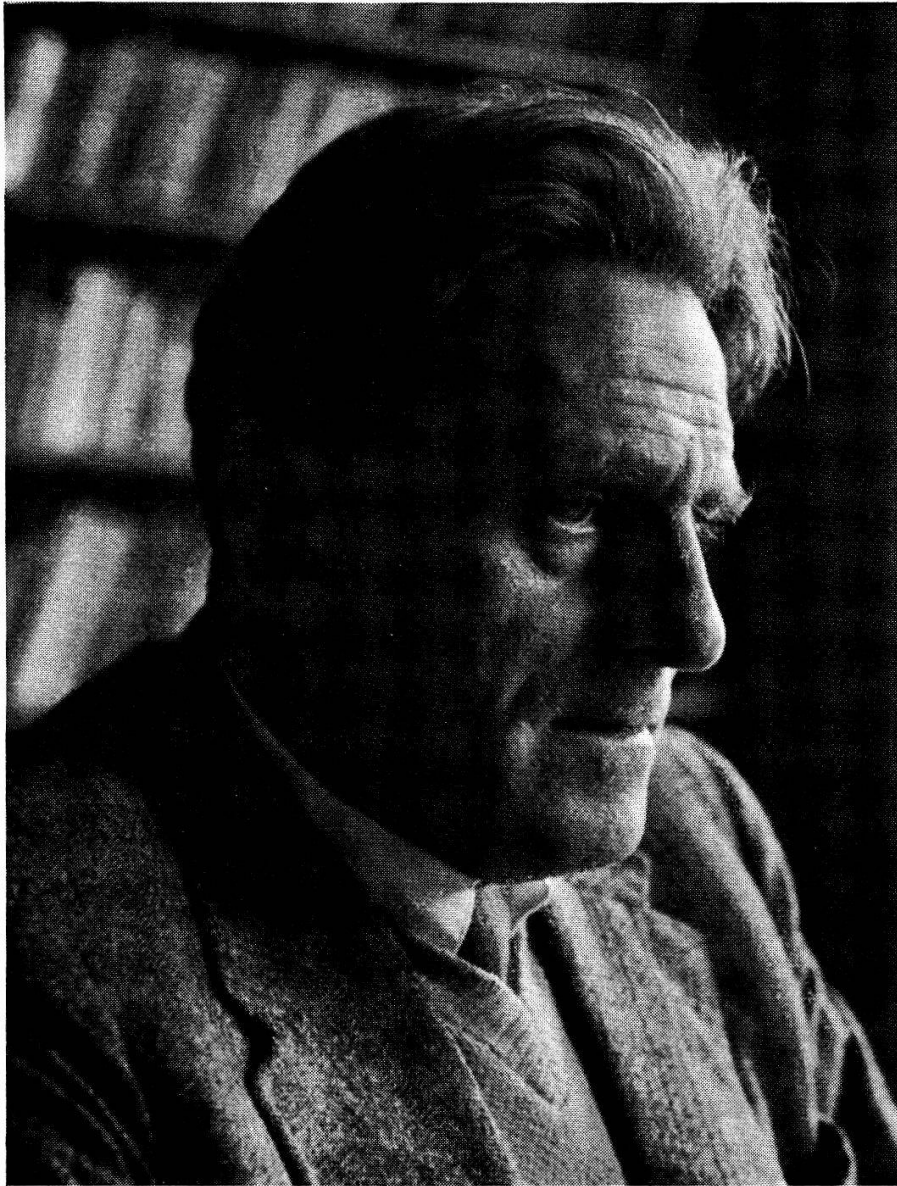
Die Versammlung ehrt das Andenken des im Berichtsjahr verschiedenen Mitgliedes, Herrn Professors Dr. F. G. HOUTERMANS.

#### Professor Dr. Friedrich Georg Houtermans

Am 1. März 1966 ist Professor Friedrich Georg HOUTERMANS in Bern gestorben. 1903 in Danzig geboren, wuchs er in Wien auf, studierte in Göttingen Physik und schloss 1927 das Studium mit seiner Dissertation über die Resonanzfluoreszenz des Quecksilbers bei James Franck ab.

1928 gelang ihm, gemeinsam mit G. Gamow, erstmalig die Bestimmung der Radien schwerer Atomkerne. Schon im nächsten Jahr veröffentlichte HOUTERMANS, zusammen mit R. d'E. Atkinson, die berühmte Arbeit «Zur Frage der Aufbaumöglich-

keiten der Elemente in Sternen». In dieser Arbeit wird der entscheidende Schritt zum Verständnis der Energiequellen in den Sternen und in der Sonne gemacht. Die Autoren entwickeln die Grundzüge der Theorie der thermonuklearen Reaktionen, die in den folgenden Jahrzehnten zu detaillierten Kenntnissen über Sternaufbau, Sternentwicklung und Elementsynthese geführt hat.



*F. G. Houtermans*

Die politische Entwicklung der dreissiger und vierziger Jahre brachte HOUTERMANS persönlich sehr schwere Zeiten, und seine Forschungstätigkeit war durch die äusseren Umstände beschränkt und während längerer Zeit unmöglich gemacht. Trotzdem gelangen ihm sogar während dieser Zeit wichtige Entdeckungen auf den Gebieten der Kern- und Neutronenphysik, wie etwa die Vorhersage, dass das Isotop 239 des Elements 94 (Plutonium) durch langsame Neutronen spaltbar sei.

Nach dem Kriege wandte sich HOUTERMANS mehr und mehr der Anwendung kernphysikalischer Methoden in den Erdwissenschaften zu. Er hat auf diesem Gebiete eine Reihe von neuen Methoden eingeführt. Gleichzeitig mit Holmes kam er 1946 zu einer Abschätzung des Alters der Erde aus den Variationen der Bleisotopenverhältnisse in der Natur. In dieser fundamentalen Arbeit entwickelte HOUTERMANS die Ideen, mit deren Hilfe heute die sehr komplexen Isotopenvariationen des Bleis und anderer Elemente in Meteoriten und auf der Erde interpretiert werden.

1952 wurde HOUTERMANS an die Universität Bern berufen. Er führte hier die Hochenergiephysik und die Anwendung kernphysikalischer Methoden auf die Erdwissenschaften ein und brachte das Berner Institut auf diesen Gebieten zu internationalem Ansehen.

Das Lebenswerk von HOUTERMANS ist ausserordentlich reich und vielseitig. Aber selbst eine vollständige Aufzählung all seiner Publikationen, die viele Fragen der Physik, Astrophysik und der Erdwissenschaften berühren, würde seiner eigentlichen Bedeutung nicht ganz gerecht werden. Er hat auf vielen Gebieten ungezählte Ideen beigetragen, die er selbst nicht verwirklichen oder nachprüfen konnte, die aber andere zu schönen Arbeiten angeregt haben. Durch seinen Enthusiasmus und seine Überzeugungskraft gelang es ihm, Physiker und Erdwissenschaftler einander näher zu bringen, und er wird deshalb mit Recht als einer der Begründer der «Nuclear Geology» angesehen. Nicht zuletzt aber müssen seine menschliche Wärme und seine Begeisterungsfähigkeit genannt werden, mit denen er eine Atmosphäre in seinem Institut schuf, die für seine Mitarbeiter wegweisend wurde.

Der Tod dieses bedeutenden Physikers und Naturwissenschaftlers ist für seine Freunde, Kollegen und Schüler ein schwerer Verlust.

J. GEISS

2. Jahresrechnung: Rechnungsabschluss am 28. Februar 1966

*Einnahmen*

Mitgliederbeiträge . . . . .	Fr. 5 115.20
Beitrag CIBA für HPA . . . . .	Fr. 1 000.—
Autorenbeiträge für Tagungsberichte . . . . .	Fr. 10 648.—
Überweisung von Postcheck auf Bank . . . . .	Fr. 5 000.—
Nettozinsen des Bankguthabens . . . . .	Fr. 131.25
HPA Redaktionskomitee . . . . .	Fr. 570.—
	<u>Fr. 22 464.45</u>

*Ausgaben*

Überweisung auf Bankkonto . . . . .	Fr. 5 000.—
Druckkosten HPA und ZAMP . . . . .	Fr. 2 413.20
Schreib- und Versandarbeiten . . . . .	Fr. 1 617.70
Diverses (Büromaterial, Porti usw.) . . . . .	Fr. 1 857.25
Spesen für Frühjahrs- und Herbsttagungen 1965 inkl. Komitee- sitzung . . . . .	Fr. 3 343.25
Überweisung Beitrag CIBA an HPA . . . . .	Fr. 1 000.—
	<u>Fr. 15 231.40</u>

Einnahmen . . . . .	Fr. 22 464.45
Ausgaben . . . . .	Fr. 15 231.40
Saldo . . . . .	<u>Fr. 7 233.05</u>
Vermögen am 15. April 1965 . . . . .	Fr. 12 699.29
Saldo . . . . .	Fr. 7 233.05
Vermögen am 28. Februar 1966 . . . . .	<u>Fr. 19 932.34</u>
Das Vermögen der Gesellschaft befindet sich	
auf Postcheckkonto Zürich . . . . .	Fr. 12 631.14
auf Zürcher Kantonalbank . . . . .	Fr. 7 301.20
	<u>Fr. 19 932.34</u>

Die Rechnungsführung wurde durch die Revisoren Prof. P. MARMIER und Prof. J. MÜLLER geprüft und für richtig befunden.

Auf Antrag des Vorstandes werden diese beiden Herren für ein weiteres Jahr als Revisoren gewählt. Es wird darauf hingewiesen, dass die Revisoren der SPG das Recht haben, in die Abrechnung des HPA-Komitees Einsicht zu nehmen.

### 3. Bericht des Redaktionskomitees der HPA

Prof. Dr. J.-M. JAUCH erstattet als Präsident des Redaktionskomitees den Tätigkeitsbericht über das Jahr 1965. Danach hat sich die finanzielle Situation der HPA befriedigend entwickelt. Das neue Reglement der HPA wurde am 29. April 1966 vom Vorstand der SPG gutgeheissen.

### 4. Schweizerisches Nationalkomitee für Physik

Prof. Dr. Paul HUBER, Basel, orientiert kurz über die Tätigkeit dieses Komitees im Berichtsjahr.

5. Die *Deutsche und die Österreichische Physikalische Gesellschaft* veranstalten ihre diesjährige Physikertagung vom 17. bis 22. Oktober 1966 in München. Beide Gesellschaften laden auch unsere Mitglieder zur Teilnahme ein und bieten ihnen dieselben Gebühren wie den Mitgliedern der Veranstalter. Interessenten können das vollständige Tagungsprogramm gratis beim Geschäftsführer der Deutschen Physikalischen Gesellschaft beziehen.

6. Die *Herbsttagung 1966* der SPG wird im Rahmen der 146. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft vom 30. September bis 2. Oktober 1966 in Solothurn stattfinden.

7. *Hauptvorträge.* Am Samstag, den 30. April 1966, wurden folgende Hauptvorträge gehalten:

Prof. Dr. P. BRIX (Darmstadt):

«Elastische und unelastische Elektronenstreuung an Atomkernen bei kleiner Energie»

Prof. Dr. H. LABHART (Zürich):

«Spektroskopie grosser Moleküle»

### Wissenschaftlicher Teil

17 Beiträge aus dem Gebiet der «angewandten Physik» erscheinen in der «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik» (ZAMP).

Die Sitzungen wurden von den folgenden Herren präsiert: Dr. W. BAUMGARTNER (Zürich), Dr. G. B. CVIJANOVICH (Bern), Prof. Dr. W. HÄLG (Zürich), Prof. Dr. W. HUNZIKER (Zürich), Dr. E. MOSER (Genf), Prof. Dr. J. L. OLSEN (Zürich), Dr. L. SCHELLENBERG (Fribourg), Prof. Dr. C. ZANGGER (Neuenburg).

## Allgemeine und angewandte Physik

### Générateurs d'impulsions rapides a haute puissance utilisant des pentodes de T.V.<sup>1)</sup>

par D. MAEDER

(Laboratoire de Physique Nucléaire Expérimentale, Université de Genève)

Pour l'étude des chambres à fils et des phénomènes magnétostrictifs, nous avons développé divers circuits fournissant des impulsions de forme bien déterminée, réglables jusqu'à plusieurs kV d'amplitude sur des charges de basse impédance. Les différents modèles peuvent être commandés:

a) par un signal logique rapide (type CLR/A; minimum  $2 \text{ ns} \times 0,7 \text{ V}$ ), lequel déclenche d'abord une chaîne de transistors à avalanche dont le recouvrement lent limite la répétition à quelques  $10^2 \text{ Hz}$ .

b) par des signaux CLR/A semi-rapides (durée minimum 40 ns), à des taux de répétition élevés (limite 12 MHz).

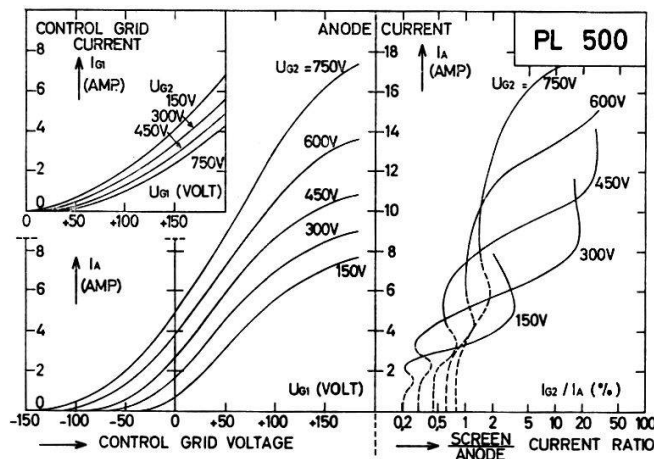
c) par des signaux déjà à haute puissance, pour les reproduire sur plusieurs sorties de basse impédance.

Pour produire des signaux rapides de l'ordre du kV, les tubes à vide permettent plus de flexibilité que les semi-conducteurs ou les thyratrons. Le taux d'occupation («duty cycle») étant très faible dans les applications envisagées, on peut utiliser des tubes à faible dissipation (par ex. 25 W) qui ont des temps de passage très courts ( $\sim 5 \text{ ns}$ ) grâce à leurs petites dimensions. Dans la catégorie des «tubes récepteurs», la PL 500 est particulièrement intéressante:

- 1) bon isolement de l'anode ( $V_{Ap} = 7000 \text{ V max.}$ ).
- 2) transconductance élevée ( $g_m \approx 50 \text{ mA/V}$ ).
- 3) faible courant de grille-écran (quelques % de  $I_A$ ).

<sup>1)</sup> Travail subventionné par la Commission pour l'Encouragement des Recherches Scientifiques, Berne.

- 4) blocage efficace (à  $U_{G2} = + 400 \text{ V}$ , 90% des tubes sont bloqués à  $I_A < 100 \mu\text{A}$  par  $U_{G1} = - 150 \text{ V}$ ).
- 5) le type de filament (300 mA) permet un système économique de chauffage, sans transformateur.



Caractéristiques d'un tube PL 500 moyen (sur 20 échantillons), mesurées en régime pulsé: durée  $0,2 \mu\text{s}$ , 50 Hz. Pour autant qu'elle reste  $> 1 \text{ kV}$ , la tension anodique a peu d'influence sur ces courbes (mesurées à  $U_A \approx 1500 \text{ V}$ ).

Les caractéristiques Philips PL 500 se limitant à la région  $I_A < 800 \text{ mA}$ , nous avons mesuré les performances aux courants élevés. Des résultats condensés dans la figure, on déduit, par exemple, qu'il suffit d'un saut de 300 V ( $G1$  de  $- 150 \text{ V}$  à  $+ 150 \text{ V}$ ;  $G2$  de  $+ 450 \text{ V}$  à  $+ 750 \text{ V}$ ) pour obtenir  $I_A \approx 15 \text{ A}$ , avec une consommation de  $I_{G1} \approx 2,3 \text{ A}$  et  $I_{G2} \approx 0,5 \text{ A}$ . Sur une sortie de  $120 \Omega$ , par exemple, le gain en puissance serait donc  $15 \text{ A} \times 1800 \text{ V} / 2,8 \text{ A} \times 300 \text{ V} = 27 \text{ kW} / 840 \text{ W} \approx 32 \times$ .

Un article plus détaillé paraîtra dans Nuclear Instruments and Methods.

### Résonance de «cohérence hertzienne» en structure hyperfine atomique

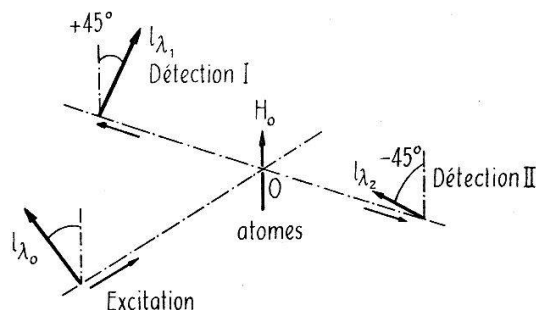
par P. BADAN et E. GENEUX

(Institut de physique expérimentale Genève)

Des transitions dipolaires magnétiques ont été induites par des champs magnétiques alternatifs entre niveaux hyperfins de l'état excité  $6^2P_{3/2}$  du rubidium 85 (spin nucléaire  $I = 5/2$ ). Elles ont été détectées sous forme de résonances de cohérence [1] dont une des caractéristiques est une largeur à mi-hauteur constante, indépendante de l'amplitude du champ induisant la transition; cette largeur est déterminée uniquement par la durée de vie de l'état atomique étudié. Les atomes sont placés dans un champ magnétique directeur faible  $H_0$  (effet Zeeman hyperfin  $<$  écart d'énergie de la structure hyperfine); le champ alternatif est, soit parallèle, soit perpendiculaire à  $H_0$ .

Le formalisme développé par COHEN-TANNOUJJI [2] est appliqué à ce cas et permet de mettre en évidence l'importance des éléments de la matrice densité  $\sigma_{F,M F \pm 1, M \pm 1}$  (cohérence hyperfine) [3]. La nécessité d'éliminer les résonances faisant intervenir une différence de population (résonance dont la largeur varie avec l'amplitude du champ alternatif) a conduit au dispositif expérimental schématisé dans la figure 1. Les deux

polariseurs de détection sont respectivement à  $+$ , à  $-45^\circ$  par rapport à  $H_0$ . Les courants des deux photomultiplicateurs sont opposés dans un montage en pont, leur différence est proportionnelle à la différence des flux lumineux reçus.



Figur 1

Disposition des polariseurs d'excitation et de détection atomes places en 0.

La formule générale donnant l'expression de la lumière de fluorescence  $L_F$ :

$$L_F \div \sum_{f, m, F, M, F', M'} \langle f, m | \mathbf{e}_\lambda \mathbf{D} | F, M \rangle \sigma_{F, M F', M'} \langle F', M' | \mathbf{e}_\lambda \mathbf{D} | f, m \rangle$$

permet de voir que dans le type de détection utilisée ici, seuls les éléments  $\sigma_{F, M F \pm 1, M \pm 1}$  contribuent au signal observé; c'est à la variation de ceux-ci sous l'influence du champ magnétique alternatif que l'on attribue la résonance.

$f, m$ : indice de structure hyperfine de l'état fondamental  $5^2S_{1/2}$ .

$F, M$ : indice de structure hyperfine de l'état excité  $6^2P_{3/2}$ .

$\mathbf{e}_\lambda$ : vecteur de polarisation de l'onde lumineuse détectée.

$\mathbf{D}$ : partie angulaire de l'opérateur dipolaire électrique de la transition  $5^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$ .

De plus, ces résonances n'apparaissent que pour une irradiation dont le vecteur de polarisation  $\mathbf{e}_{\lambda_0}$  est à  $45^\circ$  par rapport  $H_0$ . Il est donc nécessaire d'exciter l'atome de manière à créer l'élément  $\sigma_{F, M F \pm 1, M \pm 1}^0$ . Ceci est tout à fait semblable aux conditions initiales décrites sous 1b. Le passage de  $+45^\circ$  à  $-45^\circ$  à l'irradiation change le signe de la résonance; une irradiation de polarisation  $\pi$  ou  $\sigma$  ne donne aucun signal.

### Equation d'évolution de $\sigma$

On part de l'équation d'évolution  $d\sigma/dt = I \sigma_0 - \Gamma \sigma - i/\hbar [\mathfrak{H}, \sigma]$ ; on cherche l'expression de  $\sigma$  en régime stationnaire.

#### a) Champ alternatif parallèle à $H_0$

Le hamiltonien s'écrit:  $\mathfrak{H}_0 + H_1 \sin \omega t J_z$ .

$\mathfrak{H}_0$  hamiltonien atomique diagonal en  $F, M$  avec les valeurs propres  $E_F, E_{F \pm 1}$ .

$H_1 \sin \omega t J_z$ : perturbation due au champ alternatif couplant des états  $|F, M\rangle$  à des états  $|F \pm 1, M\rangle$ :

Le calcul détaillé montre que l'on obtient deux systèmes indépendants d'équations différentielles couplées, l'un contenant les populations  $\sigma_{F, M F, M}$  ainsi que les éléments



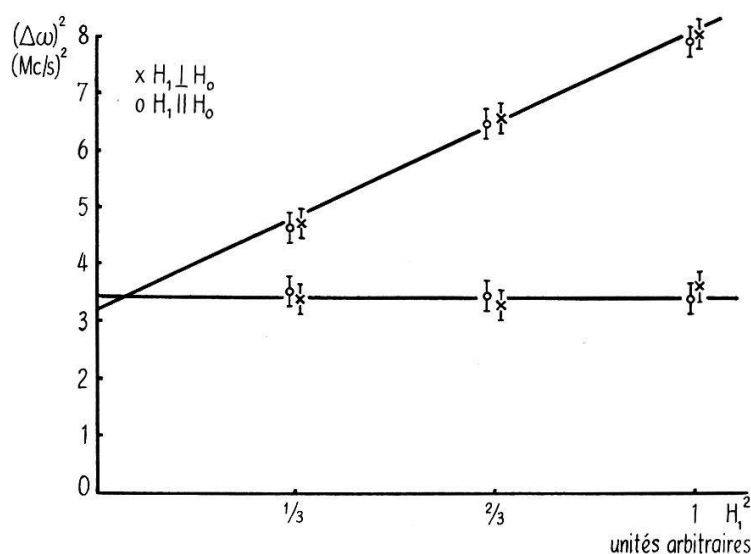
$\sigma_{F,MF\pm 1,M}$ , l'autre les éléments  $\sigma_{F,MF\pm 1,M\pm 1}$  et  $\sigma_{F,MF,M\pm 1}$ . Le type de détection choisie élimine la contribution des éléments du premier groupe alors même que les  $\sigma_{F,MF\pm 1,M}$  subissent une résonance pour la condition:  $\hbar \omega = E_F - E_{F\pm 1}$ .

Les équations concernant les  $\sigma_{F,MF\pm 1,M\pm 1}$  peuvent se ramener à une forme analogue à l'expression 7 de la référence 1 b, justifiant ainsi la forme de la résonance observée.

### b) Champ alternatif perpendiculaire à $H_0$

Le hamiltonien est  $\mathfrak{H}_0 + H, \sin \omega t J_x = \mathfrak{H}_0 + 1/2 H, \sin \omega t (J_+ + J_-)$ .

On obtient aussi deux systèmes d'équations différentielles couplées, l'un contenant les populations, les  $\sigma_{F,M,F\pm 1,M\pm 1}$  ainsi que des éléments  $\sigma_{F,M,F\pm 1,M\pm 3}$ , etc., l'autre se composant des éléments du 1<sup>er</sup> groupe dans lequel l'indice  $F$  apparaissant en 2<sup>e</sup>



Figur 2

Variation de la largeur  $(\Delta\omega)^2$  en fonction de  $H_1^2$ .

position est remplacé par  $F \pm 1$  et  $F \pm 1$  par  $F$ . Le deuxième système ne contribue pas au signal détecté. La résolution exacte du 1<sup>er</sup> est laborieuse et le traitement d'un cas simple d'une transition  $F = 1$  à  $F = 0$  est en cours.

La figure 2 explicite les résultats: elle donne la variation du carré de la largeur à mi-hauteur  $\Delta\omega$  en fonction du carré de l'amplitude de  $H_1$  pour la transition  $F = 2$  à  $F = 1$  de l'état  $6^2P_{3/2}$  du  $\text{Rb}^{85}$ .

La droite horizontale correspond à la largeur de la résonance de cohérence.

La droite inclinée correspond à la largeur de la résonance détectée en pont opposant les signaux  $\pi$  et  $\sigma$ , la polarisation à l'excitation étant  $\pi$  ou  $\sigma$ .

Nous remercions le Fonds National Suisse qui a subventionné cette recherche.

### Bibliographie

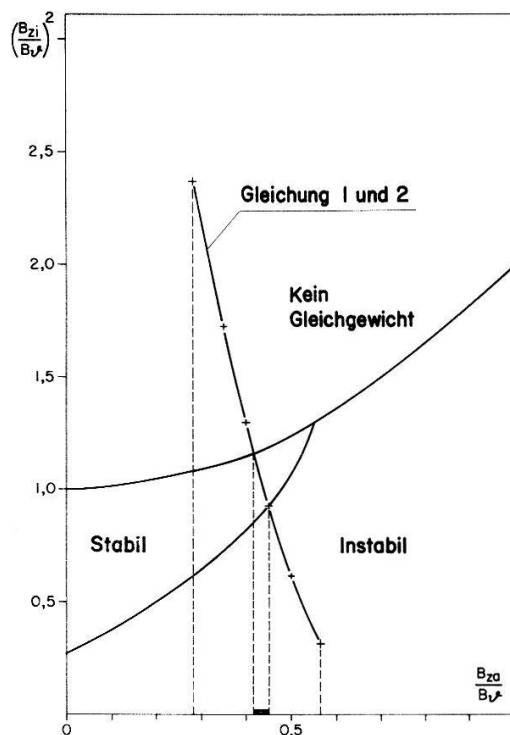
- [1a] E. B. ALEXANDROV, O. B. CONSTANTINOV, B. I. PERELI et B. A. KHODOVOY, J.E.T.P. 45, 423 (1963).
- [1b] C. J. FAVRE, E. GENEUX, Phys. Lett. 8, 190 (1964).
- [1c] C. COHEN-TANNOUJJI, CRAS 260, 5231 (1965).
- [2] C. COHEN-TANNOUJJI, Thèse, Ann. Phys. 7, 423 (1962).
- [3] J. C. LEHMANN, J. Phys. 25, 809 (1964).

## Zur Stabilität eines zylindrischen Plasmas

VON D. ZICKERT, P. RÜDISÜHLI UND H. SCHNEIDER

(Physikinstitut der Universität Freiburg, Freiburg i. Ue.)

Für viele Experimente an volljionisierten Plasmen bietet die Kondensatorentladung in einem zylindrischen Entladungsgefäß eine bequeme Methode zur Erzeugung des Plasmas. Unter bestimmten Bedingungen kontrahiert die Plasmasäule, und es treten die bekannten Instabilitäten auf, die mit Hilfe der Kurzzeitphotographie beobachtet werden können. Die Plasmasäule kann durch ein eingelagertes axiales Magnetfeld stabilisiert werden. Der Strom durch das Plasma und das zu Beginn der Kontraktion vorhandene axiale Magnetfeld  $B_{z0}$  sowie die Geometrie des Gefäßes sind in der Anordnung gegeben. Liegt nun eine Drehspiegelkamera-Aufnahme vor, aus der ein Kompressionsverhältnis abgeschätzt werden kann und an Hand derer über Stabilität bzw. Instabilität entschieden wird, so genügt diese Information allein noch nicht zur Bestimmung der im Plasma verbliebenen axialen Felder. Die Messung dieser Felder ist zeitraubend und relativ aufwendig.



Figur 1

Diagramm für eine gegebene Kompression.  
Die Stabilitätsgrenzen sind der zitierten Arbeit entnommen.

Wir können aber aus den genannten Daten allein den eingeschlossenen Fluss innerhalb gewisser Grenzen ermitteln, wenn wir ein Stabilitätskriterium anwenden.

Wir haben für diese Untersuchungen das Stabilitäts-Diagramm von ROSENBLUTH [1] angewendet, das sich auf einfache Gleichgewichtszustände bezieht.

Für die Stabilität der Plasmasäule spielt das axiale Magnetfeld ausserhalb des Plasmas eine entscheidende Rolle. Dieses stammt im Experiment zum Teil aus dem Raum zwischen Entladungsgefäss (Radius  $R_0$ ) und der Magnetspule (Radius  $R_1$ ), zum Teil aus dem Plasma. Da der gesamte Fluss konstant ist, besteht zwischen dem Magnetfeld  $B_{za}$  ausserhalb der Säule und dem Magnetfeld  $B_{zi}$  im Plasma die Beziehung

$$B_{za} = \frac{B_{zo} (R_1/r)^2 - B_{zi}}{(R_1/r)^2 - 1}, \quad (1)$$

wobei  $r$  der Radius des Plasmas ist.

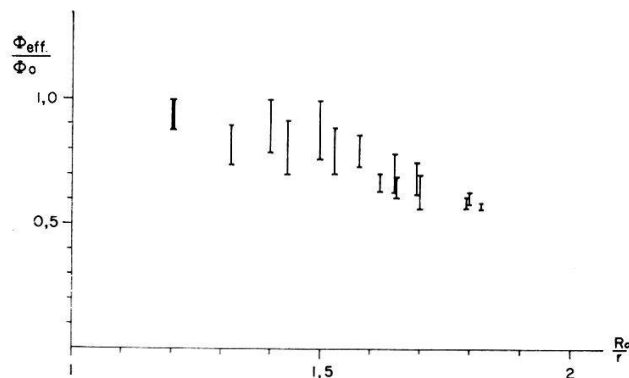
Ferner gilt:

$$B_{zo} \frac{R_1^2 - R_0^2}{R_1^2 - r^2} \leq B_{za} \leq B_{zo} \leq B_{zi}. \quad (2)$$

In einem Stabilitätsdiagramm (Fig. 1), das für eine bestimmte Kompression gilt, ist die Funktion Gleichung (1) mit ihren durch Gleichung (2) gegebenen Grenzen eingezeichnet. Die Werte sind auf das azimutale Magnetfeld  $B_\theta$  normiert. Da dieses Ereignis als stabil registriert wurde, kommt nur der im stabilen Bereich des Diagrammes liegende Teil der Funktion (Gleichung (1)) in Betracht. Wir erhalten so zu jeder Kompression einen Wertebereich für  $B_{za}$ . Damit ist es möglich, den Verlust des Plasmas an magnetischem Fluss zu berechnen. Wir nennen den im Plasma verbliebenen Fluss  $\Phi_{eff}$  und erhalten:

$$\frac{\Phi_{eff}}{\Phi_0} = \left(\frac{R_1}{R_0}\right)^2 - \frac{B_{za}}{B_{zo}} \left(\frac{R_1}{R_0}\right)^2 - \left(\frac{r}{R_0}\right)^2. \quad (3)$$

Dabei ist  $\Phi_0 = B_{zo} \pi R_0^2$ .



Figur 2

Der im Plasma verbliebene Anteil des magnetischen Flusses  $\Phi_{eff}/\Phi_0$  als Funktion der Kompression.

In Figur 2 ist nun  $\Phi_{eff}/\Phi_0$  für 18 ausgewertete Aufnahmen dargestellt. Die oberen und unteren Grenzen entsprechen den nach Figur 1 gefundenen Bereichen. Es stellt sich heraus, dass  $\Phi_{eff}/\Phi_0$  eine Funktion der Kompression ist und in der untersuchten Anordnung einen Wert von etwa 0,5 erreicht.

#### Literatur

### Die trapping efficiency niederenergetischer Edelgasionen

VON F. BÜHLER, P. EBERHARDT, J. GEISS und J. MEISTER

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Die trapping efficiency beim Beschuss von Al-Folie mit He, Ne und Ar-Ionen im Energiebereich von 460 eV bis 5 keV wurde gemessen. Für He liegt sie zwischen 40 und 70%, für Ne zwischen 20 und 70% und für Ar zwischen 60 und praktisch 100%. Sättigungseffekte treten für Ar-Ionen schon bei Konzentrationen von  $10^{-7}$  cc NTP/cm<sup>2</sup> auf, während sie bei Ne und He wegen deren grösseren Reichweite erst bei wesentlich höheren Konzentrationen eine Rolle zu spielen beginnen. Bei 24 stündigem Erwärmen der beschossenen Folie auf 200° sind keine Diffusionsverluste feststellbar; beim Erwärmen auf 400° für 24 h gehen bei einer Beschussenergie von 2,5 keV praktisch das gesamte He, 60% des Ne und 60% des Ar verloren.

### Durch Neutronen erzeugte Anomalien bei meteoritischem Krypton und Xenon

VON P. EBERHARDT, O. EUGSTER, J. GEISS und K. MARTI

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Das aus den Meteoriten Abee, Mezö-Madaras und Mocs extrahierte Kr und Xe zeigt einen eindeutigen Überschuss an Kr<sup>80</sup> und zum Teil auch an Kr<sup>82</sup> und Xe<sup>128</sup>. Dieser Überschuss stammt aus ( $n, \gamma$ )-Reaktionen an Br und I. Es wird gezeigt, dass Sekundärneutronen, die während der Bestrahlung des Meteoriten durch die kosmische Strahlung entstanden sind, dafür verantwortlich sind. Die Hauptproduktion erfolgt im Energiebereich von 30–300 eV, wo die Wirkungsquerschnitte von Br und I infolge einiger Resonanzen gross sind.

### Utilisation de la réaction $\text{Nb}^{93}(n, n')\text{Nb}^{93m}$ pour la mesure de la fluence des neutrons rapides dans un réacteur

par F. HEGEDÜS

(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Vu sa basse énergie de seuil ( $\sim 0,5$  MeV) et sa période longue (3,7 a), la réaction  $\text{Nb}^{93}(n, n')\text{Nb}^{93m}$  convient pour la mesure de la fluence des neutrons rapides. Etant donné que l'énergie d'excitation du  $\text{Nb}^{93m}$  est seulement 29 keV, et qu'il existe plusieurs activités parasites nous avons essayé trois compteurs différents pour détecter l'activité  $\text{Nb}^{93m}$ : le crystal mince de NaI, le compteur proportionnel à argon et le scintillateur liquide. Nous avons trouvé, que la méthode du scintillateur liquide est la mieux adaptée à ce cas particulier.

Par la même occasion nous avons estimé que la section efficace moyennée sur un spectre de fission des neutrons est  $\sim 120$  mbarn pour la réaction  $\text{Nb}^{93}(n, n')\text{Nb}^{93m}$  ( $t_{1/2} = 3,7$  a) et  $\sim 0,4$  mbarn pour la réaction  $\text{Nb}^{93}(n, 2n)\text{Nb}^{92}$  ( $t_{1/2} = 10,1$  j).

### **Ein hochauflösender Zählkanal zur Messung von $\beta$ -Aktivitäten mit Proportionalzählern**

VON K. BEHRINGER

(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Ein hochauflösender transistorisierter Zählkanal wurde spezifisch für die Messung von  $\beta$ -Aktivitäten mit Proportionalzählern entwickelt. Das Gerät ist in Verbindung mit automatischen Probenwechslern für die Messung hoher Impulsraten (bis zu  $5 \cdot 10^4$  Imp/sec) ausgelegt und besteht aus einem Stromimpulsverstärker mit hoher Überlastbarkeit (bipolare Impulsformung, Anstiegszeit  $0,1 \mu\text{s}$ , Stromverstärkungsfaktor  $10^4$ ), einem Amplitudendiskriminator (Tunneldiode, Schwellenwert zwischen 1 und 2 mA kontinuierlich einstellbar) und einem Totzeitkreis (Totzeit in Stufen von 2 bis  $10 \mu\text{s}$  einstellbar) zur Erzielung einer definierten Impulsauflösung.

Die Arbeit ist erschienen als EIR-Bericht Nr. 97.

### **Mesure du flux de neutrons dans des canaux coudés traversant un blindage**

par J. M. PARATTE

(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

La description d'une étude expérimentale de la pénétration des neutrons dans des canaux vides plongés dans l'eau du bassin de SAPHIR est présentée. Ces expériences consistent en la mesure du flux neutronique le long de l'axe des canaux, au moyen de 4 détecteurs à activation: Dysprosium pour les neutrons thermiques, Rhodium, Indium et Phosphore pour les neutrons rapides. Des résultats concernant des tubes de 2 diamètres et de 4 angles différents sont présentés, ainsi que quelques commentaires sur le choix d'une interprétation théorique.

### **Neutronenspektren in vergiftetem schwerem Wasser**

VON P. WYDLER

(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Zur Berechnung der thermischen Neutronenspektren in Reaktoren ist die Kenntnis des Streugesetzes der Neutronen notwendig. Es stehen gegenwärtig unvollständige Messungen des Streugesetzes sowie theoretische Modelle zur Verfügung. Die theoretischen Modelle können experimentell an einfachen Versuchsanordnungen geprüft werden. Am LIDO-Reaktor in Harwell wurden zu diesem Zwecke in einem Tank von 110 cm Durchmesser und 85 cm Länge an einer homogenen Mischung von schwerem Wasser und Cadmium mit einer Chopper-Flugzeitanlage thermische Spektren gemessen. Die experimentellen Schwierigkeiten werden diskutiert und provisorische Messergebnisse angegeben. Ferner werden theoretische Berechnungen auf Grund der Transporttheorie besprochen.

### **Zur Analyse der Tagesschwankung der kosmischen Strahlung**

von PETER JOST und H. DEBRUNNER  
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Eine ausführliche Publikation erscheint in den H. P. A.

### **Mesure directe du facteur de fission rapide dans un réacteur**

par B. RÜEGGER  
(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

On mesure le rapport des fissions rapides  $U^{238}$  aux fissions thermiques  $U^{235}$  au moyen d'une double chambre à fissions miniature placée à l'intérieur d'un élément combustible. La chambre est un détecteur silicium à barrière de surface sur les deux côtés. De l'uranium respectivement enrichi et appauvri est déposé en couche homogène très mince sur deux feuilles d'aluminium placées de chaque côté du détecteur au silicium. Les impulsions sont amenées dans un préamplificateur sensible à la charge puis conduites par un câble coaxial jusqu'à la salle de commande du réacteur. Un discriminateur élimine les effets dus aux  $\alpha$  de l'uranium.

### **Variationen in der Deposition von Si-32**

von S. AEGERTER und H. OESCHGER  
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

In einem Eistunnel auf dem Jungfrauoch wurden 11 Eisproben zu 1–2,5 Tonnen entnommen und auf ihren Gehalt an Si-32 untersucht.

Die Si-32-Konzentrationen zeigen Schwankungen, die mit den beim C-14 beobachteten Schwankungen korreliert werden können. Daraus kann geschlossen werden, dass die Produktion von natürlichen Radioisotopen nicht konstant ist.

## **Festkörperphysik**

### **Kapazitätsmessungen an CdS-Einkristallen bei Injektion von Ladungsträgern**

von B. BINGGELI, E. FATUZZO und H. KIESS  
(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Bei Anlegen einer hinreichend hohen Gleichspannung beobachtet man an dünnen CdS-Plättchen raumladungsbegrenzte Injektionsströme. Überlagert man dieser Gleichspannung eine im Vergleich dazu kleine Wechselspannung, dann kann in

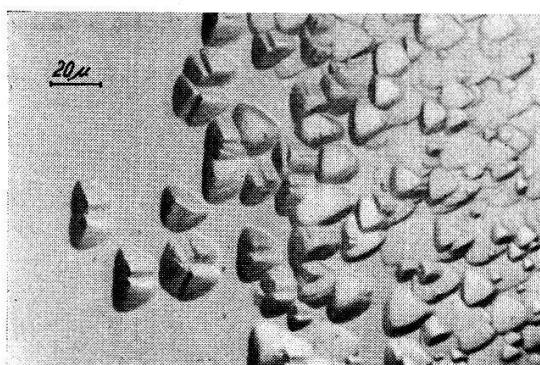
einer Messbrücke der komplexe Widerstand mit einer RC-Kombination verglichen werden; diese bestand im vorliegenden Fall aus einer zu einem Widerstand parallelen Kapazität. Die Messungen im Frequenz-Bereich von  $10^4$ – $10^6$  Hz ergaben bei Injektion von Raumladung Kapazitätserhöhungen bis zu einem Faktor von 100, wobei in der Nähe von 10 kHz eine Relaxationsfrequenz gefunden wird. Die Kapazitätserhöhung wird durch das Zeitverhalten des Injektionsstromes erklärt, das durch das Einfangen von Ladungsträgern in Haftstellen bestimmt wird.

### Die Bildung von Ausscheidungszentren und Versetzungen bei der Diffusion von Zink in Galliumarsenid

von H. R. WINTELER und A. STEINEMANN

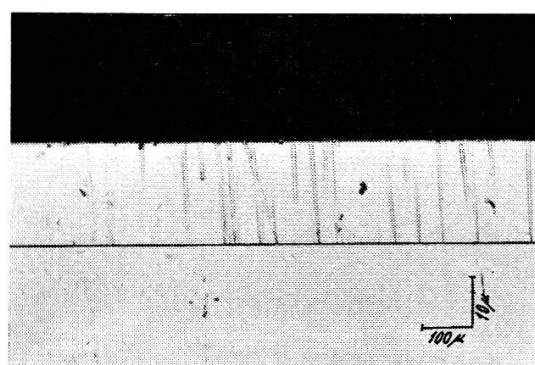
(Battelle-Institut, Carouge-Genève)

Die Diffusion des Akzeptors Zn in GaAs verläuft rasch und unter bestimmten Bedingungen anomal. Bei der Diffusion über die Dampfphase oberhalb  $800^\circ\text{C}$  ist das Eindringprofil stufenförmig [1]. Gleichzeitig mit dem anomalen Profil treten Welligkeiten an der Diffusionsfront und Ätzfiguren auf den Ga- $\{111\}$ -Ebenen auf.



Figur 1

Am Rand einer Zone mit vielen Ausscheidungszentren (flache Dreiecke, rechts) bilden sich während des Temperns geschlossene Versetzungsschleifen (erkennbar durch Paare von dreieckförmigen Ätzpyramiden, links).

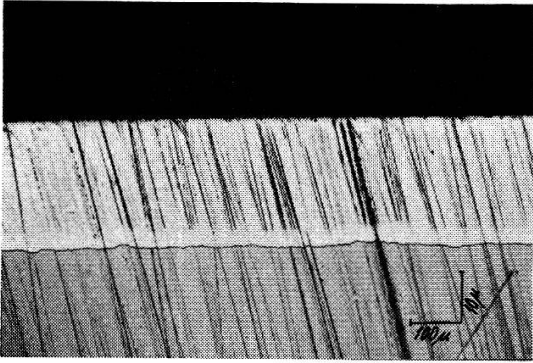


Figur 2

Diffusion von Zn bei  $750^\circ\text{C}$  in versetzungsfreiem GaAs. Der  $p$ - $n$ -Übergang (dunkle, horizontale Linie) ist eben. Es sind weder Ausscheidungen noch Versetzungen vorhanden.

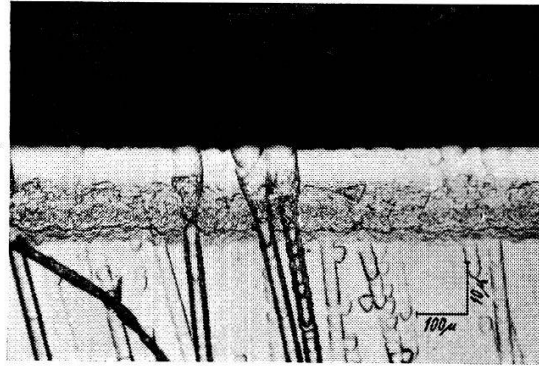
Die Oberflächen der untersuchten GaAs-Proben sind um  $5^\circ$  zur  $\{111\}$ -Ebene geneigt. Nach der Diffusion werden sie deshalb unter einem Winkel von  $5^\circ$  angeschliffen, so dass die Schliffebenen Ga- $\{111\}$ -Ebenen sind. Auf diesen Ebenen können durch Ätzen sowohl der  $p$ - $n$ -Übergang, als auch Ausscheidungszentren (dreieckförmige, abgeplattete Ätzfiguren in Figur 1, rechts) und Versetzungen (pyramidenförmige Ätzgruben in Figur 1, links) sichtbar gemacht werden.

Bis knapp unterhalb  $800^\circ\text{C}$  ist die Zn-Diffusion normal, d.h. der Diffusionskoeffizient ist konzentrationsunabhängig [2]. Die Diffusionsfront in versetzungs-



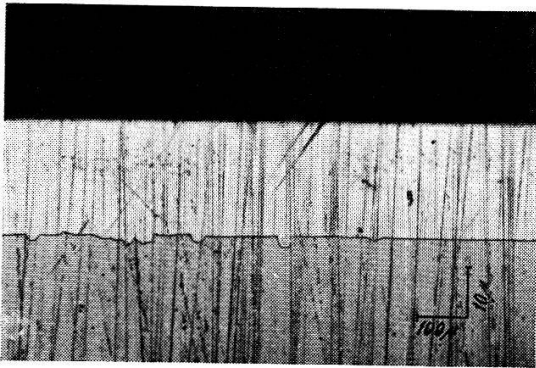
Figur 3a

Verlauf des  $p-n$ -Überganges (junction-Ätzung), erhalten durch Zn-Diffusion bei 850°C in versetzungsfreiem GaAs.



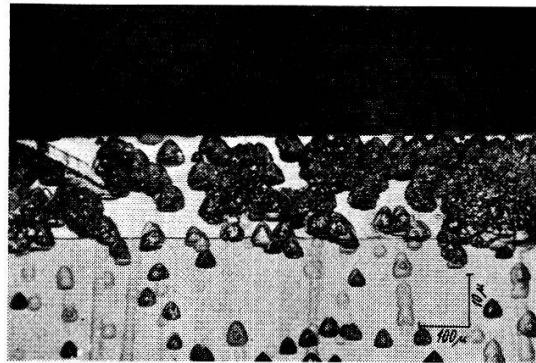
Figur 3b

Versetzungsätzung: In der Umgebung des  $p-n$ -Überganges haben sich Ausscheidungszentren gebildet. Der Übergang ist daher wellig, obschon die Probe noch versetzungsfrei ist (die dunklen Linien sind Kratzspuren).



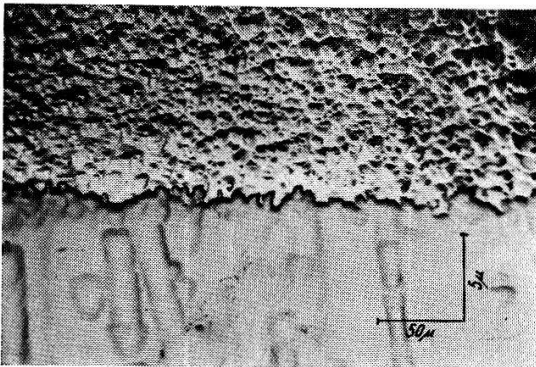
Figur 4a

Verlauf des  $p-n$ -Überganges (nur junction-Ätzung), erhalten durch die Diffusion von Zn bei 900°C in eine versetzungsarme Probe.



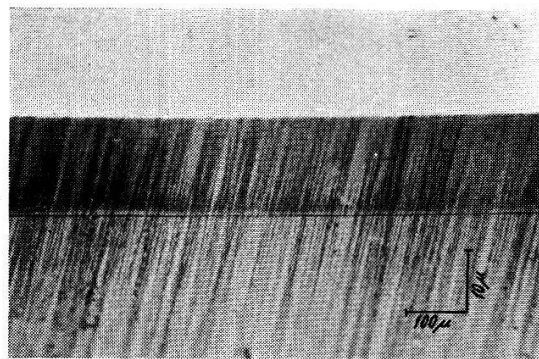
Figur 4b

Versetzungsätzung: Die Ausscheidung beginnt an bevorzugten Stellen, was bei höherer Diffusionstemperatur zu lokalen Anhäufungen von Versetzungen führt. Daneben können noch reguläre Diffusionsgebiete vorhanden sein.



Figur 5

$p-n$ -Übergang und Versetzungen in der Diffusionszone (oben), erzeugt durch Zn-Diffusion bei 950°C unter grossem Zn-Druck in versetzungsfreiem GaAs.



Figur 6

$p-n$ -Übergang, erhalten durch Zn-Diffusion bei 1100°C mit  $C_{Zn} \ll n_i$ . Es sind keine Ausscheidungen und Versetzungen gebildet worden. Die Diffusionsfront ist eben.



armem oder versetzungsfreiem, schwach dotiertem, Czochralski-gezogenem GaAs [3] ist eben (Fig. 2). Es sind keine durch die Diffusion hervorgerufene Ätzstrukturen sichtbar. Bei Diffusion oberhalb 800°C zeigt sich in der Umgebung des  $p$ - $n$ -Überganges eine Anhäufung von Ausscheidungszentren. Die Diffusionsfront wird dadurch bereits etwas wellig (Fig. 3). Bei Diffusionstemperaturen von 850–900°C wirken die Ausscheidungszentren als Quellen für die Bildung von Versetzungen (Fig. 4). Die Schwellentemperatur, oberhalb welcher Ausscheidungszentren und Versetzungen in grosser Konzentration auftreten, hängt hauptsächlich vom Zn-Druck ab. Die erwähnte Schwellentemperatur wird stark herabgesetzt, wenn solche Störungen in spürbarer Konzentration bereits im Ausgangsmaterial vorhanden sind. Ist die Diffusionstemperatur höher als 900°C und der Zn-Druck gross, so erstrecken sich die neu geschaffenen Versetzungen über die ganze Diffusionszone (Fig. 5). Die Versetzungsdichte ist von der Oberfläche bis zum  $p$ - $n$ -Übergang konstant und beträgt  $10^7 \text{ cm}^{-2}$ , während das Innere des Kristalles versetzungsfrei bleibt. Sofern die eindiffundierte Zn-Konzentration  $C_{Zn}$  im GaAs kleiner als die Eigenleitungskonzentration  $n_i$  der Ladungsträger wird (was erst oberhalb 1000°C erreicht werden kann), verhält sich die Zn-Diffusion wieder regulär. Der Diffusionskoeffizient ist wieder konzentrationsunabhängig und überdies klein. Die Diffusionsfront verläuft eben (Fig. 6). Die Diffusion wird weder durch Defekte beeinflusst, noch werden solche neu gebildet.

Qualitativ lässt sich das stufenförmige Diffusionsprofil durch die Wirkung der grossen Versetzungsdichte in der Diffusionszone erklären. Da der Diffusionskoeffizient längs einer Versetzung viel grösser ist als im ungestörten Gitter, wird der Konzentrationsgradient in der Versetzungszone verflacht. Am Ende der Versetzungszone, also unmittelbar vor dem  $p$ - $n$ -Übergang, fällt dann die Zn-Konzentration abrupt ab.

Die Diffusion von Mn, eines ebenfalls rasch diffundierenden Akzeptors, ruft die gleichen Nebenreaktionen hervor wie diejenige von Zn, obschon nur bei 900°C eine Anomalie im Eindringprofil festgestellt wurde [4]. Die langsam diffundierenden Elemente – Cd (Akzeptor) und Si, Ge, Sn, S, Se (Donatoren) – erzeugen während der Diffusion keine Ausscheidungszentren und keine Versetzungen. Der Unterschied im Diffusionsverhalten der raschen und der langsamen Gruppe von Elementen lässt Schlüsse über deren Diffusionsmechanismus zu. Darüber wird ein ausführlicher Artikel veröffentlicht werden.

#### Literatur

- [1] F. A. CUNNELL und H. C. GOOCH, J. Phys. Chem. Solids 15, 127 (1960).
- [2] B. GOLDSTEIN, Phys. Rev. 118, 4, 1024 (1960).
- [3] Die für diese Untersuchungen verwendeten GaAs-Kristalle wurden von U. ZIMMERLI gezogen.
- [4] M. S. SELTZER, J. Phys. Chem. Solids 26, 243 (1965).

### Conductivité électrique superficielle de la glace

par C. JACCARD

(Institut fédéral pour l'étude de la neige et des avalanches, 7260 Weissfluhjoch/Davos)

Sera publié prochainement.

### Theory of Anharmonic Phonon Interaction

by H. MAHON

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Phonons simultaneously radiated into opposite parallel sides of a GaAs crystal at radio frequencies  $\omega_1$  and  $\omega_2$  respectively, create sum and difference frequency phonons [1, 2, 3]. It is the purpose of this communication to present a relatively simple theory for the phonon interaction through the cubic term  $V$  [3] of the lattice potential. The numbers of phonons involved are given and a value for the strength of  $V$  [3] is obtained.

The radio frequency phonons are radiated into and created in the crystal in numbers orders of magnitude larger than the background thermally excited phonons at any frequency. Their energy has been measured by a method previously described [4]. It is assumed that the phonons propagate parallel and anti-parallel along a [110] axis between the ends of the crystal until they interact with each other or decay to the thermal background with a time constant  $\tau_p$ . Only phonons at the difference frequency  $\omega_3$  are considered. Energy and momentum are conserved only when  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ , and  $\omega_3$  are longitudinal and belong to the same acoustic branch.

The differential equation for the number of  $\omega_3$  phonons  $n_3$  is

$$\frac{dn_3}{dt} = P_+ - P_- - \frac{n_3}{\tau_p} = 0$$

in equilibrium.  $P_+$ , the transition probability for the creation of  $\omega_1$  and  $\omega_3$  phonons and the annihilation of  $\omega_2$  phonons, is  $P_+ = P_0 (n_1 + 1) n_2 (n_3 + 1)$ .  $P_-$ , the transition probability for the reverse process, is  $P_- = P_0 n_1 (n_2 + 1) n_3$ . Therefore  $P_0 \doteq n_3 / (n_1 n_2 \tau_p)$  since  $n_1 \doteq n_2 \gg n_3$ .  $P_-$  is also defined by  $P_- = (2\pi/\hbar) |\langle H_- \rangle|^2 \rho_E$ . The density of states  $\rho_E = L / (2\pi \hbar v_{110})$  is for a one dimensional phase space of length  $L$  ( $v_{110}$  is sound velocity along [110]). The matrix element for the annihilation of two phonons ( $\omega_1$  and  $\omega_3$ ) and the creation of an  $\omega_2$  phonon is

$$\begin{aligned} \langle H_- \rangle &= \langle n_1 n_2 n_3 | V^{(3)} | (n_1 - 1) (n_2 + 1) (n_3 - 1) \rangle \\ &= \frac{1}{3!} \sqrt{n_1 (n_2 + 1) n_3} \mathcal{F}_{q_1 q_2 q_3} \delta(\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2 + \mathbf{q}_3) . \end{aligned}$$

The delta function is zero unless the total momentum of the three phonons  $\hbar (\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2 + \mathbf{q}_3)$  is zero, i.e. unless the phonon wave vectors  $\mathbf{q}_1$  and  $\mathbf{q}_3$  are parallel and  $\mathbf{q}_2$  anti-parallel.  $\mathcal{F}_{q_1 q_2 q_3}$  (except for a volume factor in normalization, is identical to ZIMAN's [5] Equation (3.2.12)) contains a sum over the range of interatomic forces which we take to be nearest neighbors. For simplicity all masses  $m$  in GaAs are taken equal. The expression for  $P_0$  is

$$P_0 = \frac{L \hbar}{v_{110} N} \frac{A_{\hbar \hbar'}^2 a_0^6}{m^3 8748} \frac{(q_3 - q_2)^6}{\omega_1 \omega_2 \omega_3} = 3.7 \times 10^{-51} A_{\hbar \hbar'}^2$$

for the frequencies given below.  $N$  is the number of atoms per unit volume,  $a_0$  is the Ga-As distance, and  $A_{\hbar \hbar'}$  is the third derivative of lattice potential with respect to lattice displacement.

The sensitivity of  $\text{As}^{75}$  nuclei to resonant frequency phonons has previously been measured [4]. Using  $\text{As}^{75}$  nuclei as a detector, the energy density of the phonons has been measured at the three frequencies involved ( $\omega/2\pi = 10, 25,$  and  $15$  MHz respectively) and an estimate obtained for the phonon relaxation time  $\tau_p = 3 \times 10^{-5}$  sec. The corresponding numbers of phonons at these three frequencies are  $3.4 \times 10^{22}$ ,  $4.1 \times 10^{22}$ , and  $1.9 \times 10^{18}$ . This results in a value for the coefficient of the cubic term in the lattice potential  $A_{hh'} = 3.5 \times 10^{13}$ . This can be compared with an estimate  $A_{hh'} = 1.7 \times 10^{13}$  for the same crystal from a theory due to MILLER [2].

#### References

- [1] R. J. MAHLER, H. P. MAHON, S. C. MILLER, and W. H. TANTTILA, *Phys. Rev. Letters* *10*, 395 (1963).
- [2] H. P. MAHON, R. J. MAHLER, W. H. TANTTILA, and S. C. MILLER, *Lattice Dynamics* (Pergamon Press, London 1964).
- [3] H. P. MAHON, *Helv. phys. Acta* *39*, 71 (1966).
- [4] H. P. MAHON, *Nuclear Magnetic Resonance and Relaxation in Solids* (North-Holland Publishing Co., Amsterdam 1965).
- [5] J. M. ZIMAN, *Electrons and Phonons* (Oxford University Press, London 1960).

### The surface Layer of Tetragonal $\text{BaTiO}_3$

by D. R. CALLABY

(Laboratories RCA Ltd., 8005 Zürich)

This paper reports the results of measurements made of the activation field  $\alpha$  versus thickness  $d$  of tetragonal  $\text{BaTiO}_3$  crystals over a range of thickness from  $d = 350$  microns to  $d = 4$  microns. The values of  $\alpha$  were determined by measuring the switching times obtained in different applied fields using liquid (lithium chloride) electrodes. A plot of  $\alpha$  versus  $1/d$  shows that  $\alpha$  first increases linearly with  $1/d$  but for  $d$  less than 25 microns  $\alpha$  remains constant. From the measurements, it is possible to show that  $\text{BaTiO}_3$  has a surface layer or layers with a total thickness of  $25 \pm 5$  microns and with an activation field  $\alpha_L$  of  $15 \pm 5$  kV/cm.

A full report of this investigation will appear in *J. Appl. Phys.*

### Zur Gitterdynamik einfacher Molekülkristalle

von W. BÜHRER, W. HÄLG und T. SCHNEIDER

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

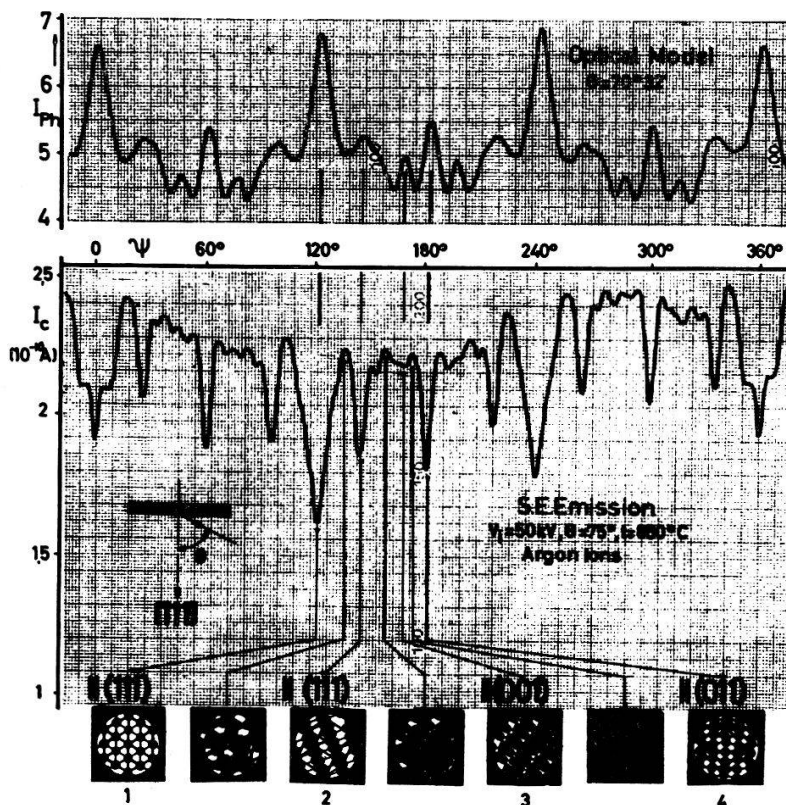
Durch inelastisch-inkohärente Streuung thermischer Neutronen an polykristallinen Proben wurde das Frequenzspektrum von Hexamethylentetramin ( $(\text{CH}_2)_6\text{N}_4$ ) und Adamantan ( $\text{C}_{10}\text{H}_{16}$ ) gemessen. Unter Verwendung dieser Resultate wurde die Gitterdynamik der intermolekularen Schwingungen diskutiert.

## Anisotropie der durch Ionen induzierten Sekundärelektronen-Emission von Silizium

von E. B. BAS und S. ESCHER

(Abteilung für industrielle Forschung (AFIF) des Institutes für Technische Physik,  
ETH, Zürich)

Wenn ein Einkristall durch Ionen beschossen und der Beschusswinkel gegenüber den kristallographischen Achsen des Einkristalles verändert wird, so ändert sich die Sekundärelektronen-Ausbeute in einer, die Gitterstruktur des bestrahlten Kristalles charakterisierenden Weise [1]. Wir haben diesen Anisotropie-Effekt in einem Emissions-Elektronenmikroskop an einer [111]-Ebene eines Silizium-Einkristalles untersucht, indem wir Einkristallobjekte um eine zur elektronenoptischen Achse, parallele Achse rotieren liessen, während der Einfallswinkel des Ionenstrahles gegenüber der Emissionsflächen-Normale konstant zu  $\theta = 75^\circ$  gehalten wurde. Das Objekt rotierte mit einer konstanten Umdrehungsgeschwindigkeit von 1 U/min. Dabei wurde mit einem synchron laufenden Schreiber die Stromdichte im elektronenoptischen Bild registriert, indem im Fluoreszenzschirm eine Analyse-Lochblende von 3 mm Durchmesser vorgesehen war und mit einem dahinter angeordneten Faraday-Käfig der Elektronenstrom durch diese Blende gemessen wurde. In Figur 1 zeigt die untere Kurve den Verlauf des Sekundärelektronen-Stromes, den wir kurz als «Anisotropie-Spektrum der Sekundär-Emission» bezeichnen wollen. Um den Verlauf dieses «Anisotropie-Spektrums» zu veranschaulichen, führten wir einen einfachen optischen Analogieversuch durch. Dazu wurde ein vorhandenes Gittermodell des Diamant-Gitters mit willkürlichem Verhältnis vom Kugeldurchmesser zum Kugelabstand durch ein annähernd paralleles Lichtbündel auf eine Mattscheibe projiziert und die Helligkeit des Schatten-



bildes während der Rotation des Gittermodelles, ähnlich wie beim Experiment mit Ionenstrahlen, registriert. Dabei wurde als Bestrahlungswinkel gegenüber der [111]-Achse nicht  $75^\circ$  sondern  $70^\circ 32'$  gewählt, da so übersichtlichere Schattenbilder entstehen, und der Gesamtverlauf der Registrierkurve nicht wesentlich verändert wird. Die obere Kurve in Figur 1 stellt diese Registrierung dar, welche in die richtige Lage zur unteren Kurve gebracht wurde (das Minimum 1 der Sekundäremissions-Registrierung wurde durch eine Röntgen-Laue-Aufnahme indiziert). Wir sehen aus dieser Gegenüberstellung, dass die Maxima der oberen Kurve genau mit den Minima der unteren Kurve zusammenfallen, was uns sehr anschaulich zeigt, dass im «Anisotropie-Spektrum» immer dann Minima auftreten, wenn das Kristallgitter in der entsprechenden Beschussrichtung eine maximale Transparenz aufweist. Zuunterst in Figur 1 sind die Schattenbilder aus dem Analogieversuch in den verschiedenen Punkten des «Anisotropie-Spektrums» wiedergegeben, wobei bei den Hauptminima auch angegeben wurde, zu welchen Kristallebenen der Ionenstrahl parallel einfällt. Dieser Versuch wurde mit 50 kV Argonionen bei einer Objekttemperatur von  $850^\circ$  ausgeführt. Der Einfluss der Objekttemperatur und der Ionensorte auf das Anisotropie-Spektrum wird in einer ausführlicheren Arbeit in der *Helvetica Physica Acta* besprochen.

Diese Arbeit wurde aus den Mitteln des Schweiz. Nationalfonds für wissenschaftliche Forschung finanziert.

#### *Literatur*

- [1] B. FAGOT et CH. FERT, C. R. Acad. Sc. Paris 258, 1180 (1964).

### **Bestimmung der Fermifläche aus gemessenen Phononen-Dispersionen**

VON T. SCHNEIDER UND A. FURRER

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am Eidg. Institut  
für Reaktorforschung, Würenlingen)

KOHN hat vorausgesagt, dass die Wechselwirkung der Phononen mit den Leitungselektronen zu Anomalien in der Phononen-Dispersion von Metallen führt [1]. Ausgehend davon werden allgemeine Kriterien hergeleitet, welche die Struktur (Ort, Art, Grösse) dieser Kohn-Anomalien bestimmen. Aus gemessenen Phononen-Dispersionen können somit Rückschlüsse über die Fermifläche gezogen werden. Dieses Verfahren wird am Beispiel der gemessenen Dispersionen in Niob [2], Blei [3] und Nickel [4] erläutert. Die Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit Messungen und Berechnungen der Fermifläche [5, 6].

#### *Literatur*

- [1] W. KOHN, Phys. Rev. Letters 2, 393 (1959).  
 [2] Y. NAKAGAWA and A. D. B. WOODS, Proceedings of the International Conference on Lattice Dynamics, Copenhagen 1963 (p. 39).  
 [3] B. N. BROCKHOUSE et al., Phys. Rev. 128, 1099 (1962).  
 [4] R. J. BIRGENAU et al., Phys. Rev. 136, 1359 (1964).  
 [5] J. R. ANDERSON and A. V. GOLD, Phys. Rev. 139, A1459 (1965).  
 [6] H. EHRENREICH et al., Phys. Rev. 131, 2469 (1963).

## Résonance paramagnétique d'un centre dans la fluorine

par H. BILL et R. LACROIX

(Institut de Physique Experimentale, Université de Genève)

Des mesures de résonance paramagnétique ont été effectuées sur des monocristaux de  $\text{CaF}_2$  contenant un centre lié à la présence d'oxygène dans le cristal. Nous avons déterminé la symétrie et les constantes de l'hamiltonien de spin, ce qui nous permet de proposer un modèle pour ce centre.

## Détection par R.P.E. de liaisons rompues (« dangling bonds ») à la surface de la silice et du quartz<sup>1)</sup>

par G. HOCHSTRASSER et J. C. COURVOISIER

(Institut Battelle, Genève)

Une surface vierge de silice ou de quartz, qu'on peut expérimentalement produire par rupture ou clivage, comporte une faible densité d'états intrinsèques de surface, paramagnétiques et localisés. Ces états ne subsistent pas de façon durable dans l'air. Ils peuvent être détectés sur des poudres créées par broyage de silice ou de quartz sous ultravide ( $10^{-10}$  Torr).

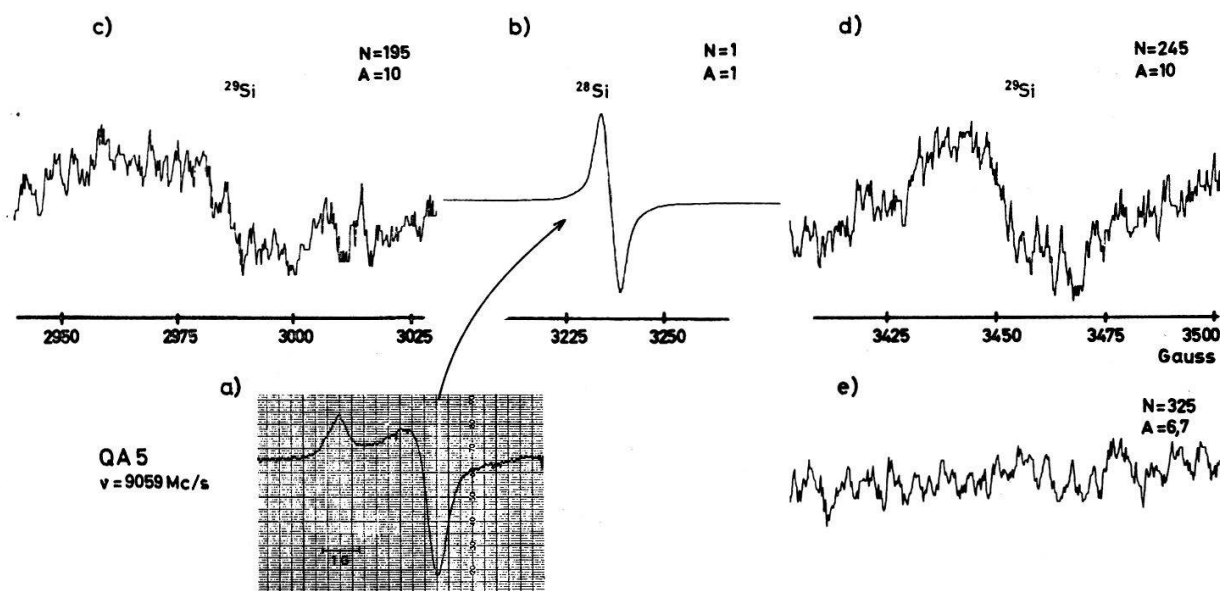


Figure 1

Spectre de R.P.E. du centre superficiel  $E_s'$

a) à faible puissance ( $\sim 1 \mu\text{W}$ ) et faible modulation

b) surmodulé (même modulation en c), d) et e))

c) et d) shf due à  $^{29}\text{Si}$ , détectée grâce à un accumulateur de signaux cohérents (MNEMOTRON)

e) même enregistrement que d) mais dans l'air et non dans l'ultravide

N: nombre de signaux cumulés A: amplification relative

<sup>1)</sup> Recherche menée en collaboration avec la Compagnie de Saint-Gobain (Paris-France).

Le signal de R.P.E. obtenu est caractéristique d'un centre paramagnétique, de spin électronique  $S = 1/2$ , à caractère axial. Son intensité est proportionnelle à la surface créée (mesurée par méthode B. E. T.) et correspond à une densité de centres de quelque  $2 \cdot 10^{12}$  spins/cm<sup>2</sup>.

De la comparaison du spectre expérimental, typique d'une substance amorphe (figure 1 a), avec un spectre théorique obtenu à l'ordinateur au moyen d'un programme adéquat [1], on peut tirer les valeurs des composantes du tenseur  $g$  (figure 2); les écarts  $\Delta g_{\perp} = g_{\perp} - g_e$  et  $\Delta g_{\parallel} = g_{\parallel} - g_e$  sont très voisins de ceux des centres  $E'_1$  et  $E'_2$  de SILSBEE [2] et WEEKS [3], sans toutefois leur être identiques.

La largeur de raie, correspondant à une orientation donnée – tirée du même calcul à l'ordinateur – est d'environ 1 Gauss et d'un ordre de grandeur plus élevé que celle qu'on peut déduire de mesures de saturation. L'élargissement inhomogène, n'étant pas dû, comme pour les centres  $F$ , à des structures hyperfines non résolues (les seuls atomes à spin nucléaire non nul n'étant présents qu'en faible proportion), doit être attribué à une distorsion aléatoire de la symétrie locale des sites paramagnétiques.

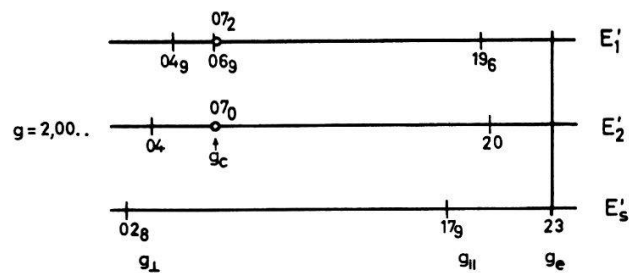


Figure 2

Composantes du facteur  $g$ (précision absolue  $\pm 0,0002$ , précision relative  $\pm 0,0000_3^2$ )

Cette distorsion, sans doute créée par le procédé de préparation de la surface, provoque d'une part une répartition statistique des composantes de  $g$  autour de valeurs moyennes (données plus haut), d'autre part une fluctuation des composantes des tenseurs  $A$  de structure hyperfine (bien visible pour l'une d'elles, sous forme d'un élargissement important (figures 1 c, et d)). Elle explique l'identité parfaite des spectres du quartz broyé et de la silice broyée (à  $0,0000_3$  près), et a pu être réduite de façon importante par un recuit approprié.

Les structures hyperfines qu'on peut résoudre sont toutes dues à  $^{29}\text{Si}$  ( $I = 1/2$ ); l'intensité de leurs composantes est en bon accord avec la densité isotopique de  $^{29}\text{Si}$  (4,7%), et tend vers zéro lors de l'introduction d'air, comme l'intensité de la raie principale du reste, ce qui prouve que les centres sont superficiels (cf. figure 1 e). Les tenseurs de shf présentent peu d'anisotropie. Les parties isotropes de leurs composantes sont également peu différentes de celles des tenseurs des centres  $E'_1$  et  $E'_2$  (tableau).

Des éléments expérimentaux caractéristiques suivants:

$$\begin{aligned} \Delta g_{\parallel} &= -0,0005 (\cong 0) & \Delta g_{\perp} &= -0,0020 \\ \text{caractère } s &= 32\% [4] & \text{caractère } p &\sim 50\% [4] \end{aligned}$$

<sup>2)</sup> Mesures comparatives de  $E'_3$  et  $E'_1$  ou  $E'_3$  et  $E'_2$  faites simultanément dans la même cavité.

Tableau

Centre (référence)	$E_s'$	$E_1'$		$E_2'$		$A_{aniso}$	
	(ce travail)	[2]	[3]	[2]	[3]		
Structures hyperfines: composantes [ $\times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ ]	$A_{iso}$	$A_{aniso}$	$A_{iso}$	$A_{aniso_{  }}$	$A_{aniso_{\perp}}$	$A_{iso}$	$A_{aniso}$
$A_0$	435	$\sim 30$	384	40	-20	$\sim 400$	$\sim 50$
$A_1$	10	$\sim 1$	$\left\{ \begin{array}{l} 7,94 \\ 7,46 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,21 \\ 1,15 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} - 0,60 \\ - 0,57 \end{array} \right.$	-	-
$A_2$	?		$\left\{ \begin{array}{l} \sim 1,1 \\ \sim 0,55 \\ - \end{array} \right.$			$\left\{ \begin{array}{l} \sim 1 \\ \sim 0,8 \\ \sim 0,4 \end{array} \right.$	

et des comparaisons faites avec les centres  $E_1'$  et  $E_2'$  (produits par irradiation  $\gamma$  ou  $n$ ), on peut conclure que le centre est formé d'un électron trappé sur un atome de silicium superficiel, dans une orbitale hybride  $s$  et  $p$  non liante d'orientation parallèle à  $g_{||}$ . La faible densité superficielle des centres ( $5^0/_{00}$  des Si disponibles en surface) n'est pas encore comprise, mais, ramenée à une densité en volume, est comparable à la densité maximum de centres ( $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), qu'il est possible de produire par irradiation [2].

#### Bibliographie

- [1] VÄNNGÅRD, T., and AASA, R., Proc. First Conf. Par. Res. (Acad. Press, London) II 509 (1963) (W. Low éd.).
- [2] SILSBEE, R. H., J. Appl. Phys. 32, 1459 (1961).
- [3] WEEKS, R. A., Phys. Rev. 130, 570 (1963).
- [4] WATKINS, G. D., and CORBETT, J. W., Phys. Rev. 134A, 1359 (1964).

### Änderungen der Spinstruktur von EuSe, hervorgerufen durch hydrostatischen Druck

von G. BUSCH, P. SCHWOB und O. VOGT  
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Neutronenbeugung [1] hat gezeigt, dass EuSe unterhalb des Curie-Punktes, je nach magnetischer Feldstärke, verschiedene Spinstrukturen besitzt. Wir haben isotherme Magnetisierungskurven bei verschiedenen äusseren Drucken aufgenommen. Der Druck wurde mit Helium ausgeübt, das auch in festem Zustand annähernd hydrostatische Verhältnisse garantiert. Unter einem Druck von 4 kbar kann sich die magnetische Zwischenphase im untersuchten Temperaturbereich (1,7–4,2°K) nicht mehr ausbilden. Verantwortlich dafür ist in erster Linie die Verstärkung des ferromagnetischen Austausches durch die Kompression; die Ergebnisse deuten aber auch auf eine Vergrösserung der antiferromagnetischen Kopplung oder der Anisotropiekräfte hin.

#### Literatur

- [1] S. J. PICKART und H. A. ALPERIN, Bull. Am. Phys. Soc. 10, 32 (1965).



## **Lattice Dynamics, Electronic Structure, and Electrical Properties of Simple Metals**

by T. SCHNEIDER und E. STOLL

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

The actual interaction between ions in a metal is divided into the direct interaction between the ion cores and the ion-electron-ion interaction. The ion-electron-ion interaction is treated mathematically according to the Hartree-Fock approximation modified by a screened exchange potential. Since until now the bare ion potential is not known very accurately, the observed phonon frequencies were used to determine the pseudo-potential with the least squares method. Using this pseudo-potential, some electronic and electrical properties are calculated. The good agreement with experiment testifies the general correctness of the model pseudo-potential and screened ion basis for setting up the potential in a simple metal.

## **Korrelation zwischen den UV-Absorptionsenergien von $V_K$ -Zentren in Alkalihalogenidkristallen und den $\beta R$ -Parametern von JANSEN**

VON E. GUCKER

(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

und PH. CHOQUARD<sup>1)</sup>

(Séminaire de Physique Théorique de l'Université, Lausanne)

Es wurde ein Parameter gefunden, welcher auf einen empirischen Zusammenhang zwischen den UV-Absorptionsenergien bzw. -wellenlängen [1, 2] der von KÄNZIG gefundenen  $V_K$ -Zentren verschiedener Alkalihalogenidkristalle mit NaCl-Struktur führt, entsprechend einer für andere Farbzentrenarten bekannten Mollwo- oder Ivey-Beziehung.

Dabei handelt es sich um den von JANSEN [3] in seinen Arbeiten über die Stabilität der Edelgaskristall- und Alkalihalogenidstrukturen berechneten dimensionslosen Parameter  $\beta R$ . Der reziproke Wert von  $\beta$  charakterisiert die Breite der zugrundegelegten Gaußschen Ladungsverteilungen jedes einzelnen Ionentyps, während  $R$  den Abstand nächster Nachbarn bedeutet. Offensichtlich ist dieser zusammengesetzte Parameter reicher an Information als irgendein Parameter, welcher sich auf die Geometrie der Kristallstruktur beschränkt.

Das Auftreten des Parameters  $\beta R$ , wobei es sich ja bei  $R$  um einen typischen Gitterparameter handelt, suggeriert, die offenbar nicht zu vernachlässigende Bedeutung des Gitters, zumindest was die Beschreibung der optischen Phänomene des  $V_K$ -Zentrums betrifft, näher zu untersuchen.

Um das Problem von dieser Seite her in Angriff zu nehmen, scheint es zweckmässig, vorerst ganz allgemein einen idealen Alkalihalogenidkristall bei tiefer Temperatur – es

---

<sup>1)</sup> Beurlaubt vom Battelle Institut, Genf; Lehrauftrag CIGP.

soll sich im Folgenden als Beispiel um einen KCl-Kristall handeln – zu betrachten, aus welchem ein in einem Halogenion, bzw. Cl<sup>-</sup>-Ion angehörendes Leuchtelektron entfernt wurde. Was dabei übrigbleibt, soll einfach positiv geladener Restkristall G<sup>+</sup> genannt werden. Mit anderen Worten hat man nun einen idealen KCl-Kristall vor sich, welcher ein V<sub>K</sub>-Zentrum enthält. Dieses System, welches auch kurz mit V<sub>K</sub>-Zentrum bezeichnet werden kann, setzt sich zusammen aus einem neutralen Cl<sub>2</sub><sup>0</sup>-Molekül, dem Leuchtelektron e<sup>-</sup>, welches den beiden, das Cl<sub>2</sub><sup>0</sup>-Molekül bildenden Cl<sup>0</sup>-Atomen gemeinsam angehört, und dem zweifach positiv geladenen Restgitter G<sup>++</sup>.

Die potentielle Energie des so definierten V<sub>K</sub>-Zentrums lässt sich somit folgendermassen aufspalten:

$$V_{(V_K)} = V_{G^+} = V_{e^- - Cl_2^0} + V_{e^- - G^{++}} + V_{Cl_2^0 - G^{++}} + V_{Cl_2^0} + V_{G^{++}}.$$

Dabei bedeuten:

- $V_{e^- - Cl_2^0}$  : Wechselwirkungsenergie des Elektrons e<sup>-</sup> mit dem neutralen Cl<sub>2</sub><sup>0</sup>-Molekül (welche dem bekanntlich stabilen Molekulation Cl<sub>2</sub><sup>-</sup> Rechnung trägt),
- $V_{e^- - G^{++}}$  : Wechselwirkungsenergie des Elektrons e<sup>-</sup> mit dem zweifach positiv geladenen Restgitter G<sup>++</sup>,
- $V_{Cl_2^0 - G^{++}}$  : Wechselwirkungsenergie des Cl<sub>2</sub><sup>0</sup>-Moleküls mit dem Restgitter G<sup>++</sup>,
- $V_{Cl_2^0}$  : Potentielle Energie des Cl<sub>2</sub><sup>0</sup>-Moleküls,
- $V_{G^{++}}$  : Potentielle Energie des Restgitters G<sup>++</sup>.

Um nun der aus Obigem sich abzeichnenden Bedeutung des Gitters gerecht zu werden, soll die Aufmerksamkeit zunächst dem Term  $V_{e^- - G^{++}}$  gewidmet werden.

Zu dem Zweck wird via elektrostatisches Potential des Restgitters G<sup>++</sup>, d.h. Potential des ganzen idealen Kristalls minus Potentialanteil von zwei benachbarten Cl<sup>-</sup>-Ionen, die potentielle Energie des Elektrons e<sup>-</sup> im Restgitter G<sup>++</sup> berechnet.

Im Gegensatz zum Vorgehen von DAS, JETTE und KNOX [4] wird anstelle einer Punktladung eine effektive Elektronladung pro Ion von der Gaußschen Form

$$\varrho(r) = \left(\frac{\beta}{\pi^{1/2}}\right)^3 \exp(-\beta^2 r^2)$$

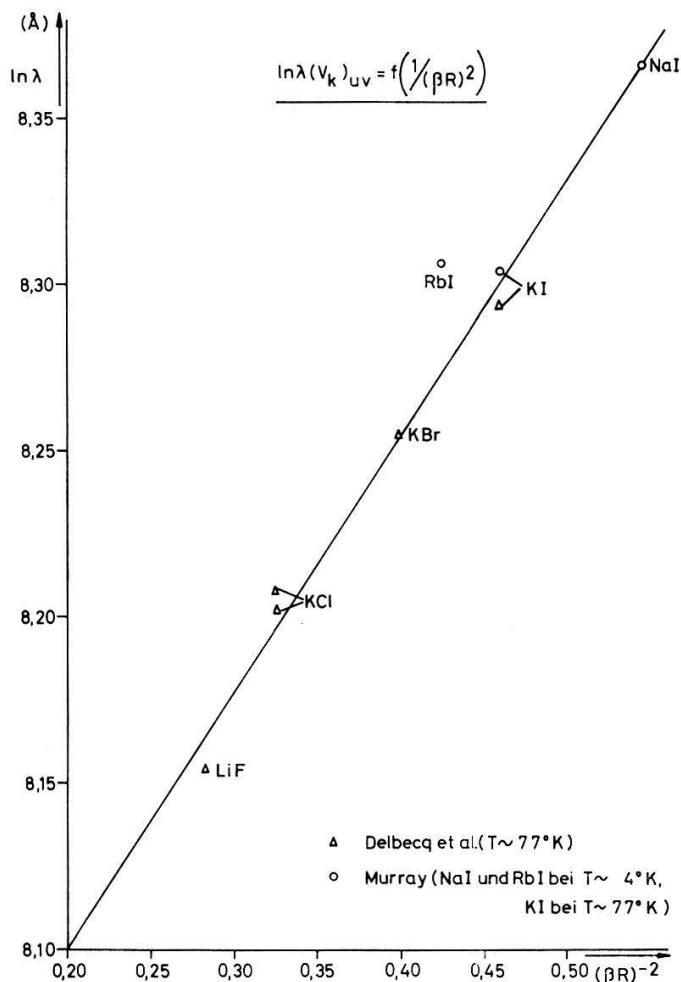
angesetzt, wobei  $r$  den Abstand zwischen effektivem Elektron und seinem Kern bedeutet. Die Verschiedenheit der beiden Ionentypen wird durch die beiden Parameter  $\beta$  und  $\beta'$  berücksichtigt.

Leitet man für die [110]-Richtung durch die Molekülachse den Ausdruck für die klassische Schwingungsfrequenz des Elektrons e<sup>-</sup> in Oszillatornäherung ab, ausgehend von der potentiellen Energie des Elektrons im Restgitter G<sup>++</sup> – diese ist im Zentrum zwischen den ursprünglichen Kernpositionen der beiden aus dem Kristall entfernten Cl<sup>-</sup>-Ladungen minimal, immer in [110]-Richtung betrachtet, und liefert für das Elektron einen gebundenen Zustand –, so tritt ein Faktor von der Gestalt

$$\exp\left(-\frac{1}{(\beta R)^2}\right)$$

auf, welcher nahelegt, die Logarithmen der UV-Absorptionswellenlängen in  $\lambda(V_K)_{UV}$  über  $1/(\beta R)^2$  aufzutragen (Figur).

Es sei hier noch festgehalten, dass die von MURRAY [2] kürzlich gemessene Absorptionswellenlänge für NaI um ca. 300 Å von dem gemäss dem  $X_2^-$ -Molekulation-Modell zu erwartenden Wert von ca. 4000 Å abweicht.



Die hier in Angriff genommene Arbeit hat zum Ziel, Verständnis für die entdeckte Korrelation zu bringen. Hiefür sind zwei entscheidende Fragen zu beantworten:

1. Kann der hier neu hinzutretende Parameter  $\beta R$  von JANSEN mit den bisher bekannten und als gesichert geltenden, vornehmlich aus der ESR- und ENDOR-Spektroskopie gewonnenen Ergebnissen in Einklang gebracht werden, etwa durch Behandlung des Molekülproblems ( $V_{e^- - Cl_2^0}$ ) unter dem neuen Aspekt des Parameters  $\beta$ ?

2. Kann durch Verfeinerung des oben skizzierten einfachen elektrostatischen Modells auf theoretischem Wege eine brauchbare Näherung an die experimentellen Resultate gefunden werden, etwa durch Renormalisierung der klassischen Schwingungsfrequenzen des Elektrons und durch eine «self-consistent»-Behandlung des Problems?

#### Bibliographie

- [1] C. J. DELBECQ, W. HAYES, P. H. YUSTER, Phys. Rev. 121, 1043 (1961).
- [2] R. B. MURRAY, Private Mitteilung (veröffentlicht in der demnächst erscheinenden Vortragsammlung des Intern. Lumineszenz-Symposiums, München 1965).
- [3] E. LOMBARDI, L. JANSEN, Phys. Rev. 136, A1011 (1964).
- [4] T. P. DAS, A. N. JETTE, R. S. KNOX, Phys. Rev. 134, A1079 (1964).

### Austauschresonanz in Rubin

VON J.-F. MOSER, H. STEFFEN UND F. K. KNEUBÜHL  
 (Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Obschon bereits Laseraktivität durch Populationsinversion bei den *N*-Linien des konzentrierten Rubins beobachtet wurde [1, 2], konnte das entsprechende Niveauschema noch nicht vollständig geklärt werden. KISLIUK, SCHAWLOW und STURGE [3] versuchten deshalb aus Fluoreszenzmessungen an Rubin die Niveaustuktur zu bestimmen. Das Verhalten der Emissions- und Absorptionsintensitäten der zahlreichen Nebenlinien lässt vermuten, dass die Aufspaltung des <sup>4</sup>A<sub>2</sub>-Grundniveaus von der Austauschwechselwirkung von Cr<sup>3+</sup>-Paaren herrührt.

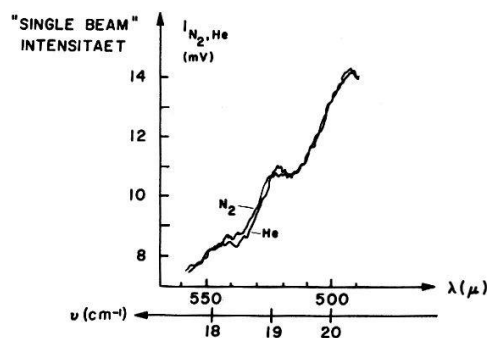
Der Spinaustauschoperator lässt sich für äquivalente Ionenpaare folgendermassen schreiben:

$$H_{\text{Aust}} = - J \left( \mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2 + \frac{1}{4} \right) - j (\mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2)^2,$$

wobei der erste Term den Dirac-Heisenbergschen Operator darstellt. Es bedeuten  $\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2$  der Gesamtspin des Ions 1, 2, *J* das Austauschintegral zwischen den beiden Ionen und *j* ein kleiner Korrekturfaktor in Form eines biquadratischen Austauschterms der Grössenordnung 1/100 *J*. Die Austauschwechselwirkung gibt Anlass zu einer vierfachen Aufspaltung des <sup>4</sup>A<sub>2</sub>-Grundniveaus des am Cr-Paar beteiligten Ions. Je nach Lage der Cr-Paare unterscheidet man eine ferromagnetische Kopplung (*J* > 0, Totalspin des Grundniveaus *S* = 3) und eine antiferromagnetische Aufspaltung (*J* < 0, Totalspin des Grundniveaus *S* = 0).

Die aus der Fluoreszenzspektroskopie gewonnenen *J*-Werte [4] zeigen, dass sämtliche Übergänge innerhalb der Austauschniveaux im Submillimeterwellenlängenbereich liegen. Somit sollten sich die Niveauschemata mit Hilfe eines Submillimeterpektrographen direkt und eindeutig ermitteln lassen.

Aus der Aufnahme der Transmissionsspektren von Rubinen verschiedener Konzentrationen bei tiefen Temperaturen, haben wir im Gebiete von 220 μ (45,5 cm<sup>-1</sup>) bis 550 μ (18,2 cm<sup>-1</sup>) mehrere Absorptionen festgestellt. Als Beispiel ist die Absorption bei 532 μ (18,8 cm<sup>-1</sup>) in Figur 1 wiedergegeben. Die obere Kurve zeigt die transmittierte Intensität *I*<sub>N<sub>2</sub></sub> bei flüssigem Stickstoff, die untere Kurve die transmittierte Intensität *I*<sub>He</sub> bei der Temperatur des flüssigen He. Die Cr<sup>3+</sup>-Konzentration *c* beträgt 1,8%, die Probendicke *d* = 2 mm.



Figur 1

Transmissionsspektrum von Rubin zwischen 490 und 570 μ bei He- und N<sub>2</sub>-Temperatur.

Eine Zusammenfassung der bis heute gefundenen Absorptionslinien zeigt die untere Tabelle. Als Mass für die Absorptionstiefe haben wir für die jeweiligen Absorptionen das Verhältnis  $I_{\text{He}}/I_{\text{N}_2}$  angegeben.

Absorptionslinie [ $\mu$ ]	[ $\text{cm}^{-1}$ ]	$I_{\text{He}}/I_{\text{N}_2}$ [%]	Bemerkungen
100	100	$\sim 34\%$	sicher, siehe HADNI [4]
232	43,2	$\sim 2\%$	sicher
266	37,6	32%	sicher, siehe auch HADNI [4]
291	34,4	$\sim 1\%$	bei weiteren Cr-Konzentrationen zu überprüfen
302	33,1	$\sim 2\%$	sicher
326	30,7	$\sim 3\%$	sicher
532	18,8	$\sim 3\%$	sicher

Die obigen Daten entsprechen einer Probe mit  $c = 1,8\%$  und  $d = 2$  mm. Die 1- bis 3-proz. Absorptionen treten erst bei Konzentrationen  $c \geq 0,5\%$  auf. Saphir ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) zeigt keine der angegebenen Absorptionen.

Der Austauschoperator  $H_{\text{Aust}}$  gestattet, die Niveauenergien in Funktion von  $J$  und  $j$  zu berechnen. Im antiferromagnetischen Fall erwartet man Übergänge vom Grundzustand mit Totalspin  $S = 0$  zu den angeregten Zuständen mit  $S = 1, 2$  und  $3$ . Daraus erhält man das Gleichungssystem

$$h\nu_{0 \rightarrow 1} = -J + \frac{13}{2}j \quad h\nu_{0 \rightarrow 2} = -3J + \frac{27}{2}j \quad h\nu_{0 \rightarrow 3} = -6J + 9j.$$

Im ferromagnetischen Fall können nur die Übergänge  $3 \rightarrow 2$ ,  $3 \rightarrow 1$  und  $3 \rightarrow 0$  stattfinden. Es folgt daraus ein Gleichungssystem für ferromagnetische Kopplung der Cr-Paare:

$$h\nu_{3 \rightarrow 2} = +3J + \frac{9}{2}j, \quad h\nu_{3 \rightarrow 1} = +5J - \frac{5}{2}j, \quad h\nu_{3 \rightarrow 0} = +6J - 9j.$$

Durch versuchsweises Einsetzen der Absorptionsfrequenzen in beide Gleichungssysteme, erhält man die Kopplungsparameter  $J$  und  $j$  der jeweiligen Kopplungsart. Unter Berücksichtigung der Grössenordnung von  $j$  ( $j \cong 1/100 J$ ) haben wir eine Lösung für die ferromagnetische Kopplung gefunden:

$$J = 6,26 \text{ cm}^{-1} \quad j = -0,06 \text{ cm}^{-1}.$$

Die von KISLIUK und KRUPKE [3] spektroskopisch erhaltenen Werte für die Parameter der ferromagnetischen Kopplung sind  $J = 6,9 \text{ cm}^{-1}$  und  $j = -0,14 \text{ cm}^{-1}$ . Die Submillimeterspektroskopie gestattet somit eine ca. 10mal genauere Messung der Kopplungsparameter.

Eine physikalisch sinnvolle Zuordnung zur antiferromagnetischen Kopplung ist mit den bis jetzt gemessenen Absorptionen vorläufig nicht möglich. Zur Klärung dieses Falles sind weitere Untersuchungen im Gange.

#### Literatur

- [1] A. L. SCHAWLOW and G. E. DEVLIN, Phys. Rev. Letters 6, 96 (1961).
- [2] I. WIEDER and L. R. SARLES, Phys. Rev. Letters 6, 95 (1961).
- [3] P. KISLIUK and W. F. KRUPKE, J. Appl. Phys. 36, 1025 (1965).
- [4] A. HADNI, Phys. Rev. 136, A758 (1964).

**Paraelektrische und paraelastische Resonanz**

VON G. PFISTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Wir haben die Energieniveaux und die Wellenfunktionen eines geladenen Teilchens untersucht, welches sich in einem Potential mit oktaedrischer Symmetrie bewegt, wobei die Minima der sechs äquivalenten Potentialmulden auf drei zueinander senkrechten Achsen liegen. Der Einfluss eines elektrischen Feldes und einer Deformation des Oktaeders auf die Energieniveaux und Wellenfunktionen des Grundzustandes wurde untersucht, und die Matrixelemente für die möglichen elektrischen und elastischen Dipolübergänge wurden berechnet für starke und schwache Störungen.

Eine ausführliche Publikation erscheint in den H. P. A.

**Der Einfluss korrelierter Ionenspins auf das Energiespektrum eines Elektronenbandes**

VON F. RYS, J. HELMAN und W. BALTENSPERGER

(Seminar für theoretische Physik, ETH Zürich)

BUSCH, JUNOD und WACHTER beobachteten, dass die optische Absorptionskante von Europium Chalcogeniden stark vom magnetischen Ordnungszustand der Ionen abhängt. Als theoretisches Modell nehmen wir an, dass das obere der Elektronenniveaus, zwischen denen der optische Übergang stattfindet, durch Austausch an die Ionenspins gekoppelt ist. In einer Störungstheorie ist die Verschiebung des Niveaus in erster Ordnung proportional zur Magnetisierung, während die Beiträge zweiter Ordnung durch eine Korrelationsfunktion zwischen zwei Spins ausgedrückt werden können. Der Effekt wird für folgende Temperaturbereiche diskutiert ( $\theta$  = Curie-temperatur):  $T \ll \theta$ , Spinwellennäherung;  $T \lesssim \theta$ , kritische Streuung;  $T \gg \theta$ , Hochtemperaturnäherung.

**Lumineszenz von ferromagnetischem EuSe**

VON G. BUSCH und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Im Zusammenhang mit den optischen Untersuchungen an den ferromagnetischen Verbindungen der seltenen Erden wurden die Europium-Chalcogenide auf eine Lumineszenz hin untersucht. Es wurde jedoch nur an EuSe bei tiefen Temperaturen eine Emissionsbande mit einem Maximum bei  $855 \text{ m}\mu$  gefunden. Die Anregung erfolgte dabei mit Licht, dessen Energie grösser als die Breite der verbotenen Zone war. Der Einfluss der Temperatur und eines äusseren Magnetfeldes auf die Lumineszenz wurden unterhalb und oberhalb der Curie-Temperatur untersucht. Es zeigte sich dabei, dass die Lumineszenz von EuSe sehr stark durch die innere Magnetisierung beeinflusst war.

## Hallkoeffizient, elektrischer Widerstand und Elektronenstruktur flüssiger Ag-In-Legierungen

von G. BUSCH und H.-J. GÜNTHERODT

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Zürich)

Hallkoeffizient und elektrischer Widerstand von geschmolzenem Ag-In wurden bis über 1000 °C gemessen. Obwohl die Hallkoeffizienten von reinem Ag [1] und In mit dem Modell freier Elektronen übereinstimmen, weichen die der Legierungen ab. Die von uns benutzte Erweiterung des Modells freier Elektronen zur Berechnung des Hallkoeffizienten von flüssigen Legierungen ergibt bei Hg-In kleinere Werte als bei CUSACK und KENDALL [2] angegeben. Der Widerstand von flüssigem Ag steigt beim Zulegieren von In an, durchläuft bei 35 At-% In ein Maximum und fällt dann zum In-Wert ab. Im Bereich des Widerstandsmaximums sind zwei Erscheinungen bemerkenswert: Es treten negative Temperaturkoeffizienten, ähnlich wie bei flüssigem Zn, auf. Aus dem experimentellen Hallkoeffizienten, der kleiner ist, als nach dem Modell freier Elektronen erwartet, ergeben sich etwa zwei freie Elektronen pro Atom. Die negativen Temperaturkoeffizienten und das Widerstandsmaximum lassen sich mit den im Gebiet von 2 freien Elektronen pro Atom auftretenden Besonderheiten der Fouriertransformierten der Paarkorrelationsfunktion und der Zustandsdichte an der Fermigrenzenergie nach den Theorien des Widerstandes flüssiger Metalle von ZIMAN [3] und MOTT [4] erklären. Ähnliche Ergebnisse wurden an Au-In, Au-Ga, Au-Sn und Cu-In gefunden. Bei Au-Sn tritt das Widerstandsmaximum mit seinen Besonderheiten schon bei etwa 25 At-% Sn, bei Au-In und Au-Ga erst bei etwa 45 At-% In bzw. Ga auf. Die Abweichungen der experimentellen Hallkoeffizienten vom Modell der freien Elektronen sind also bei diesen beiden letzten Legierungen gering. Da man bei den geschmolzenen Verbindungen CdSb, ZnSb und Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> aus dem experimentellen Hallkoeffizienten nach ENDERBY [5], bei Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> und Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> auch nach eigenen Messungen, etwa 2 freie Elektronen pro Atom bestimmen kann, findet man einen Hinweis, dass man die bei ihnen auftretenden negativen Temperaturkoeffizienten, bisher als Halbleiterverhalten [6] interpretiert, auch mit den Besonderheiten von flüssigen Metallen im Gebiet von etwa 2 freien Elektronen verstehen kann. Mit solchen Vorstellungen, den ungefähr 2 freien Elektronen pro Atom aus dem experimentellen Hallkoeffizienten [7] und der Temperaturabhängigkeit der Fouriertransformierten der Paarkorrelationsfunktion [8] hätte man auch einen neuen Zugang zum Verständnis des Widerstandes als Funktion der Temperatur von flüssigem Te.

### Literatur

- [1] BUSCH, G. et al., Phys. Verh. 16/1, 33 (1965).
- [2] CUSACK, N. et al., Phil. Mag. 10/107 871 (1964).
- [3] BRADLEY C. C. et al., Phil. Mag. 7, 865 (1962); FABER, T. E. und J. M. ZIMAN, Phil. Mag. 11, 153 (1965).
- [4] MOTT, N. F., private Mitteilung (1966).
- [5] ENDERBY, J. E. und WALSH, L., Phys. Let. 14/1, 9 (1965).
- [6] JOFFE, A. F. und A. R. REGEL, Progr. in Semicond. 4, 239 (1960).
- [7] TIÈCHE, Y. und A. ZAREBA, Phys. kondens. Mat. 1, 402 (1963).
- [8] BUSCHERT, R. C., Thesis, Purdue University (1957).

## Magnetische Eigenschaften von HoSb-HoTe Mischkristallen

von G. BUSCH und O. VOGT

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Magnetische Messungen zeigen, dass in den Verbindungen HoSb und HoTe Ho dreifach ionisiert ist. Im Falle von HoTe (Te ist zweiwertig) ist also ein Elektron nicht an der Bindung beteiligt. Die Konzentration solcher überzähliger Elektronen kann durch Bildung der pseudobinären Mischkristallreihe HoSb-HoTe beliebig verändert werden, wobei Ho nach wie vor dreifach ionisiert bleibt. Wir haben solche Mischkristalle hergestellt und ihre magnetischen Eigenschaften zwischen 2° und 300°K gemessen. Alle Mischkristalle ordnen antiferromagnetisch, und der Einfluss des überzähligen Elektrons auf Curie- und Néel-Temperatur kann damit untersucht werden.

## Propriétés électroniques des composés des terres rares avec les métalloïdes du groupe V

par G. BUSCH, P. JUNOD, A. MENTH, O. VOGT

(Laboratoire de physique du corps solide, EPF Zürich)

Les combinaisons entre les lanthanides (du cérium à l'ytterbium) et les éléments N, P, As, Sb ont été préparées par réaction directe des éléments et recristallisation à partir de la phase gazeuse. Les mesures magnétiques prouvent que dans toute cette famille de composés à structure NaCl, le champ cristallin joue à basse température un rôle prépondérant. Les valeurs de la magnétisation sont comparées aux valeurs théoriques calculées sur la base de la théorie de Van Vleck, négligeant le champ cristallin, et sur la base d'un Hamiltonian plus général tenant compte de ce dernier. Un tel traitement est correct dans les cas où l'énergie d'échange est faible, en particulier pour les composés du Pr, Sm et Eu.

## Magnetische Untersuchungen an ternären Chalkogeniden der seltenen Erden

von F. HULLIGER

(Cyanamid European Research Institute, CH-1223 Cologny)

und O. VOGT

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, CH-8006 Zürich)

Nichtmetallische Verbindungen der Zusammensetzung  $\text{EuLn}_2\text{X}_4$  ( $\text{X} = \text{S}, \text{Se}$ ;  $\text{Ln} =$  dreiwertiges Ion der seltenen Erdmetalle) wurden kristallographisch und magnetisch untersucht. Mit den grösseren  $\text{Ln}^{3+}$ -Ionen tritt der kubische  $\text{Th}_3\text{P}_4$ -Typ auf, mit den kleineren Ionen  $\text{Tb}^{3+} \dots \text{Lu}^{3+}, \text{Y}^{3+}, \text{Sc}^{3+}$  hingegen der orthorhombische  $\text{CaFe}_2\text{O}_4$ -Typ [1].

In der  $\text{CaFe}_2\text{O}_4$ -Struktur sind die dreiwertigen Kationen oktaedrisch von Anionen umgeben, während die zweiwertigen 8- bis 9-koordiniert sind (trigonales Anionen-



prisma mit zwei nähern und einem weiter entfernten Anion in der Mittelebene). Eine ähnliche Koordination besitzt  $\text{Eu}^{2+}$  gegenüber  $\text{Ln}^{3+}$ . Das  $\text{Eu}^{2+}$ -Untergitter verhält sich bei tiefen Temperaturen metamagnetisch mit kleinen kritischen Feldern ( $H_c \leq 1 \text{ kOe}$ ; im Fall von  $\text{EuY}_2\text{X}_4$  nicht feststellbar). Diese Kopplung des Eu-Untergitters ist offenbar auch der Grund dafür, dass die Weiss-Konstanten der Eu-Verbindungen  $\text{EuLn}_2\text{S}_4$  durchwegs einige Grade höher sind als diejenigen der entsprechenden Sr-Verbindungen  $\text{SrLn}_2\text{S}_4$ . Analog zu den Oxyden [2] ordnet das Ln-Untergitter nur im Fall  $\text{Ln}=\text{Tb}$ , und zwar antiferromagnetisch, sowohl in den Eu-Verbindungen wie auch im  $\text{SrTb}_2\text{S}_4$ . Die Magnetisierungskurven der Verbindungen  $\text{SrLn}_2\text{S}_4$  mit  $\text{Ln}=\text{Dy} \dots \text{Yb}$  sind kristallfeldmodifizierte Brillouin-Funktionen. Bei den zugehörigen Eu-Verbindungen ist die Kopplung zwischen  $\text{Eu}^{2+}$  und  $\text{Ln}^{3+}$  offenbar so schwach, dass die  $M(H)$ -Kurven als Überlagerungen von Kurven des  $\text{EuLu}_2\text{X}_4$ - und  $\text{SrLn}_2\text{S}_4$ -Typsgedeutet werden können.

In der kubischen  $\text{Th}_3\text{P}_4$ -Struktur sind alle Kationen 8-koordiniert und kristallographisch gleichwertig. Da einzelne Verbindungen magnetisch ordnen, muss auch eine kristallographische Ordnung vorhanden sein. Setzen wir Eu in eines der drei verzerrten Diamant-Untergitter, so erhalten wir z. B. für  $\text{EuGd}_2\text{S}_4$  als Nachbarschaft

$$\begin{aligned} \text{Eu}-8\text{Gd} & \text{ in } 3,98 \text{ \AA} & \text{ S}-2\text{Eu} & \text{ in } 2,87 \text{ \AA} \text{ und } 3,02 \text{ \AA}, \\ 4\text{Eu} & \text{ in } 4,75 \text{ \AA} & \sphericalangle & \approx 108^\circ & 8 \text{ S} & \text{ in } 2,87 \text{ \AA} \quad (4) & 3,02 \text{ \AA} \quad (4) \\ 4\text{Gd} & \text{ in } 2,87 \text{ \AA} \quad (2) & \text{ und } & 3,02 \text{ \AA} \quad (2) & & & (\text{Annahme: } x = 0,075) \end{aligned}$$

$\text{EuLa}_2\text{S}_4$  ( $\theta_p = +5,5^\circ\text{K}$ ) und  $\text{Eu}_3\text{S}_4$  ( $\theta_p = +13^\circ\text{K}$ ) ergaben bei  $2^\circ\text{K}$  ferromagnetische Magnetisierungskurven. Für direkten ( $d-d$ )-Austausch scheint der Eu-Eu-Abstand (4,89 und 4,77  $\text{\AA}$ ) zu gross. Die Wechselwirkung wird daher indirekt via Anion geschehen. Die  $M(H)$ -Kurve von  $\text{EuCe}_2\text{S}_4$  weist eine starke Ähnlichkeit mit derjenigen von  $\text{EuLa}_2\text{S}_4$  auf. Hingegen lassen die Magnetisierungskurven von  $\text{EuPr}_2\text{S}_4$  und  $\text{EuNd}_2\text{S}_4$  selbst bei 130 kOe keine Sättigung erkennen und liegen bedeutend unterhalb derjenigen von  $\text{EuLa}_2\text{S}_4$ . Offenbar behindern sich hier die magnetischen Momente der verschiedenen Kationen.

Die Magnetisierungskurve des ferromagnetischen  $\text{EuGd}_2\text{S}_4$  [3] schliesslich interpretieren wir als Überlagerung eines ferromagnetischen Beitrags des Eu-Untergitters und eines antiferromagnetischen Beitrags des Gd-Untergitters. Die magnetischen Momente des Gd-Untergitters sind in Feldern  $H > 60 \text{ kOe}$  ferromagnetisch ausgerichtet.

Unsere Beispiele zeigen, dass die magnetische Wechselwirkung zwischen  $\text{Eu}^{2+}$ -Ionen auch ferromagnetisch sein kann, wenn diese anders als oktaedrisch koordiniert sind.

Eine ausführliche Arbeit wird in Phys. kondens. Materie erscheinen.

#### Literatur

- [1] F. HULLIGER und O. VOGT, Phys. Lett. 21, 138 (1966).  
 [2] M. SCHIEBER, R. G. GORDON und S. L. HOU, Proc. Int. Conf. Magnetism, Nottingham (1965), 499.  
 [3] F. HULLIGER und O. VOGT, Phys. Lett. 17, 238 (1965).



## **Elektrische und optische Eigenschaften von GaAs-Elektrolumineszenz- und Laserdioden**

von G. HORAK

(Physikalische Laboratorien der AG Brown, Boveri & Cie, Baden)

Eine ausführliche Arbeit ist in Vorbereitung.

## **Vitesse du son dans les alliages Pd-Rh et Pd-Ag**

par O. BELMAHI, M. MERCK, E. PERRÉARD, M. PETER et E. WALKER

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Genève)

et J. R. SCHRIEFFER

(University of Pennsylvania)

Une publication détaillée paraîtra dans les Helvetica Physica Acta.

## **Magnetische Widerstandsänderung in Au-Fe-Legierungen**

von H. ROHRER

(IBM Forschungslaboratorium Zürich, 8803 Rüschlikon, ZH, Schweiz)

Wir haben die magnetische Widerstandsänderung von Au-Fe-Legierungen mit Fe-Konzentrationen zwischen 0,11 und 1,01 At% in Magnetfeldern bis zu 200 kOe und im Temperaturgebiet zwischen 2,2°K und 50°K gemessen. Als unerwartete Resultate haben wir gefunden:

1. Die negative magnetische Widerstandsänderung,  $\Delta\varrho_m$ , zeigt keine Anzeichen von Sättigung, auch nicht bei 2,2°K und Feldern von 200 kOe, wo  $\mu_{\text{Bohr}} H = 6 k T$  ist.
2. Es stellte sich heraus, dass  $\Delta\varrho_m$  nur oberhalb einer Temperatur  $T_0$  eine Funktion von  $\mu H/k T$  ist, während  $\Delta\varrho_m$  unterhalb  $T_0$  temperaturunabhängig wird.  $T_0$  ist 14°K für die Legierung mit 0,11 At% Fe und wächst auf etwa 40°K für 1,01 At% Fe.
3. Bei 4,2°K wird  $\Delta\varrho_m/\varrho$  kleiner, wenn die Fe-Konzentration zunimmt. Im untersuchten Konzentrationsbereich nimmt  $\Delta\varrho_m/\varrho$  in einem Feld von 30 kOe um einen Faktor 4 ab und in 190 kOe um einen Faktor 2. Bei 22°K ist  $\Delta\varrho_m/\varrho$  unabhängig von der Eisenkonzentration.

Eine Interpretation dieses anomalen Verhaltens der negativen magnetischen Widerstandsänderung mit Ordnungseffekten antiferromagnetischer Natur oder Molekularfeldern vom Marshall-Brout-Klein-Typ führt zu Widersprüchen mit den beiden experimentellen Tatsachen, dass erstens die Temperaturabhängigkeit von  $\varrho(T)$  klein ist gegenüber  $\Delta\varrho_m$  (190 kOe) und zweitens für alle Legierungen der Restwiderstand proportional der Fe-Konzentration ist.

## Magnetoacoustic Birefringence in Rare-Earth Iron Garnets

by JUDY R. FRANZ and BRUNO LÜTHI

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon-ZH, Switzerland)

Magnetoacoustic birefringence, caused by the interaction of spinwaves and sound waves, has been used to study anisotropy and magnetoelastic coupling constants in several rare-earth iron garnets. Damping effects in GdIG, DyIG, and TbIG have been of particular interest. The damping of spin waves in GdIG is small. On TbIG and DyIG, on the other hand, damping effects are quite large. Two theories have been proposed to explain damping in the rare-earth iron garnets, one [1] of which assumes a relaxation rate larger than the exchange frequency, and the other [2], a highly anisotropic rare-earth-iron exchange coupling. Our results will be discussed in relation to these theories.

### References

- [1] C. KITTEL, *Phys. Rev.* *115*, 1587 (1959).
- [2] R. W. TEALE and K. TWEEDALE, *Phys. Letters* *1*, 298 (1962).

## Isotopen- und Druckeffekt von Molybdän

von E. BUCHER

(Institut de Physique de l'Université de Genève)

C. PALMY

(Institut für kalorische Apparate, Kältetechnik und Verfahrenstechnik, ETH Zürich)

An fünf Molybdänproben verschiedener Massenzahlen wurde die Abhängigkeit der kritischen Sprungtemperatur  $T_c$  von der Isotopenmasse  $M$  untersucht. Ebenfalls beobachteten wir die Verschiebung von  $T_c$  auf Grund eines hydrostatischen Drucks bis zu ca. 25 katm. Die Ergebnisse werden im Zusammenhang mit der BCS-Theorie diskutiert.

## Über die Bewegung eines Wechselstromes in einem Supraleiter im transversalen Magnetfeld

von J. L. OLSEN, P. MARTINOLI und P. ZOLLER<sup>1)</sup>

(Institut für kalorische Apparate, Kältetechnik und Verfahrenstechnik, ETH Zürich)

Die Flussänderungen infolge einer asymmetrischen Verteilung des Stromes und des magnetischen Momentes wurden in einem stromdurchflossenen Typ-I- oder Typ-II-Supraleiter im transversalen magnetischen Feld beobachtet. Die erkennbare seitliche Bewegung des Stromes im gemischten Zustand lässt sich rechnerisch leicht erfassen.

---

<sup>1)</sup> Jetzt an der University of Wisconsin, Dpt. of Physics, Madison, Wisconsin, USA.

**Propriétés d'écran des couches supraconductrices superficielles  
an champs parallèle  $H_{c2} < H < H_{c3}$**

par GASTON FISCHER, RUDOLF KLEIN et J. P. McEVOY

(Laboratories RCA Ltd., 8005 Zurich)

Nous avons étudié les propriétés d'écran des couches supraconductrices superficielles de supraconducteurs des types I et II dont  $0,42 < \kappa < 2$ . Par des expériences dans une géométrie où la couche superficielle forme une enveloppe continue autour du supraconducteur nous avons démontré que cette couche peut charier des courants de transport induits. Ces courants font écran aux variations  $\Delta H$  du champs appliqué  $H$  pour autant que  $|\Delta H| < |\Delta H|_{max} \sim I_c$  (courant critique dans la couche). Nos mesures confirment semi-quantitativement les récents calculs détaillés de Fink et de ses collaborateurs, mais démontrent de plus que ce pouvoir d'écran disparaît de façon abrupte, en champs décroissant, dès que  $H = H_c$  (Champs thermodynamique critique). Lorsque  $H$  croît à partir de zéro des courants de surface empêchent la pénétration du flux jusqu'à un champs  $H > H_c$ . On se convainc que les phénomènes d'hystérésis que nous venons de décrire sont bien produits par une enveloppe supraconductrice fermée en détruisant cette enveloppe le long d'une arête. Ceci a pour effet de réduire considérablement, voir même d'éliminer toute hystérésis.

**Phonon-Induced Dipole Nuclear Spin Transitions**

by E. BRUN and H. MAHON

(Physik-Institut der Universität Zürich)

The acoustic excitation of nuclear spin transitions via the dipole-dipole interaction may be exactly calculated. This is in contrast to the acoustic excitation via the nuclear quadrupole interaction where enhancement factors  $\gamma_1$  are involved and their measurement necessitates the knowledge of the acoustic energy density. The measurement of the acoustic energy density, which is subject to difficulties, could be checked through the observation of the acoustic dipole-dipole interaction.

Previously, unsuccessful searches have been made by irradiating at the nuclear Larmor frequency and looking for the dipolar interaction between nuclei (Method Ia) [1], and between paramagnetic impurities and nuclei (Method Ib) [1, 2, 3] and by irradiating at the difference in Larmor frequencies between two nuclear species (Method II) [4, 5, 6]. Method I has the disadvantage that leakage r.f. magnetic fields produce spurious nuclear spin transitions [2]. In Method Ib the effectiveness of paramagnetic impurities is reduced by their inhomogeneous local magnetic field and the shorter  $T_1$  they induce. Method II has the greatest immunity against saturation by leakage r.f. magnetic fields since the spurious transition probability is down from Method I by the square of the ratio of the NMR. line width  $\Delta\nu$  to Larmor frequency. Despite previous unsuccessful attempts, acoustic dipolar excitation should be ob-

servable and its investigation would appear to be most fruitful in LiF using Method II. The interaction is between nearest neighbor nuclei with relatively large magnetic moments and the  $T_1$  for Li<sup>6</sup> is of the order of one week at room temperature [4].

Acoustic phonons irradiated into the LiF crystal at the difference frequency between the Larmor precessions of Li<sup>6</sup> and F<sup>19</sup>, stimulate a mutual spin flip in which energy is conserved by a simultaneous annihilation of a phonon. The net result of the mutual spin flips is to polarize the Li<sup>6</sup> system (known as "solid state polarization" [4]). The Li<sup>6</sup> spins will attain the percentage polarization of the F<sup>19</sup> system if the following criteria are satisfied; that the reciprocal of the spin flip transition probability  $t_p$ , be fast compared to the  $T_1$  of Li<sup>6</sup> and slow compared to the Fluorine relaxation time ( $T_1 \sim 10^2$  sec.). This also assumes that the phonons are radiated into the crystal for a time long compared to  $t_p$  [7].

With acoustic energy radiated into the crystal along the [100] direction the transition probability for Li<sup>6</sup> in LiF is

$$P = \frac{288}{\Delta\nu} \frac{\gamma_{\text{Li}}^2 \gamma_{\text{F}}^2 \hbar^2}{a_0^6} \frac{(s_{11} - s_{12})^2}{s_{11}} U = 1.0 \times 10^{-7} U$$

where  $s_{11}$  and  $s_{12}$  are elastic compliances,  $\gamma_{\text{Li}}$  and  $\gamma_{\text{F}}$  the magnetogyric ratios,  $a_0$  the lattice constant,  $U$  is the acoustic energy density and  $\Delta\nu$  the measured line width of 12 KHz. Thus for an energy density of the order of  $10^3$  ergs/cm<sup>3</sup>,  $t_p$  would be  $10^4$  sec [8]. For comparison, the ratio of the Li<sup>6</sup> dipolar transition probability to the Li<sup>7</sup> quadrupolar transition probability is also given. Equal line widths are assumed.

$$\frac{P_{\text{Dip}}(\text{Li}^6)}{P_{\text{Quad}}(\text{Li}^7)} = \frac{2}{3} \frac{\gamma_{\text{Li}}^2 \gamma_{\text{F}}^2 \hbar^4}{\gamma_1^2 e^4 Q^2} = 1.5 \times 10^{-5}$$

where  $\gamma_1$  is the enhancement factor for the quadrupolar transitions (assumed unity) and the lattice sum was calculated for nearest neighbors consisting of ions with a charge  $\gamma_1 e$ .  $Q$  is the quadrupole moment of Li<sup>7</sup>.

Although the dipolar transition probability is small, the conditions appear favorable for the study of these dipolar transitions for irradiation time to the order of  $t_p = 10^4$  sec.

#### References

- [1] M. LUUKKALA, *Na<sup>23</sup> Nuclei in NaClO<sub>3</sub>*, Ann. Acad. Sci. Fenn. A VI, No. 193 (1965).
- [2] M. LUUKKALA, private communication. The results observed in Ref. [1] have since been attributed to spurious effects of heating and leakage r. f. magnetic fields.
- [3] W. TANTTILA, *Protons in Chrom-Alum*, private communication.
- [4] First suggested by A. ABRAGAM and W. G. PROCTOR, C. R. Acad. Sci. 246, 1258 (1958).
- [5] W. G. PROCTOR, *Li<sup>6</sup> Nuclei in LiF*, private communication.
- [6] R. J. MAHLER, *Between Ga<sup>71</sup> and As<sup>75</sup> in GaAs*. Proceedings of the International Conference on Nuclear Magnetic Resonance and Relaxation in Solids. North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1965).
- [7] In Ref. [1] the irradiation time used was several orders of magnitude shorter than  $t_p$ .
- [8] This value, or perhaps a value several times larger, appears to be reasonable since energy densities 40 times larger have been obtained in small samples.

## Kernphysik

### Ein Ge(Li)-Halbleiter Spektrometer hoher Auflösung und Empfindlichkeit zur Untersuchung von $(n, \gamma)$ -Spektren

VON W. WÖFLI, R. BÖSCH, J. LANG, R. MÜLLER und A. POLLITZER  
(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

Es wurde ein 3-Kristallpaarspektrometer bestehend aus einem Ge(Li)-Halbleiterdetektor ( $3 \text{ cm}^2 \times 0,6 \text{ cm}$ ) und zwei NaI-Szintillationskristallen ( $5'' \times 4''$ ) gebaut um dessen Eigenschaften, wie Antwortfunktion und Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Gammaenergie bestimmt. Es zeigt sich, dass sich eine solche Anordnung, trotz den immer noch bescheidenen empfindlichen Halbleiter-Volumina, bereits gut für die Untersuchung von komplexen Gammaskpektren im Energiebereich von 2 bis 11 MeV eignet. Die wesentlichen Vorteile eines solchen Instrumentes gegenüber den herkömmlichen Compton- oder Paarspektrometern bestehen bei vergleichbarem Auflösungsvermögen (z. B. 0,15% bei 10 MeV) in der um mehrere Größenordnungen höheren Ansprechwahrscheinlichkeit, sowie in der Tatsache, dass das gesamte Spektrum gleichzeitig registriert werden kann. Als erste Anwendungen wurden verschiedene  $(n, \gamma)$ -Spektren, insbesondere diejenigen von  $\text{Li}^6(n, \gamma)\text{Li}^7$  und  $\text{Li}^7(n, \gamma)\text{Li}^8$  neu bestimmt.

### Mesure, par échantillonnage, de la forme des impulsions lumineuses de quelques scintillateurs organiques

PAR J.-P. PERROUD, D. TAGGU et G.-A. GRIN  
(Institut de Physique nucléaire de l'Université de Lausanne<sup>1)</sup>)

La forme des impulsions lumineuses de quelques scintillateurs organiques non cristallins fréquemment utilisés en physique nucléaire a été déterminée par une méthode d'échantillonnage [1, 2].

Le scintillateur étudié, excité par des électrons (source  $\beta$ ; ou  $\gamma$ ) est placé entre deux photomultiplicateurs, l'un, PME, très diaphragmé, ayant pour mission de prélever au hasard au plus un photon par scintillation – ce qui est réalisé, pratiquement, si 5% ou moins des scintillations sont détectées par le PME –; l'autre, PMR, fournissant, avec une indétermination assez faible ( $\leq 0,1 \text{ ns}$ ), la référence temporelle pour la mesure de la distribution des retards par conversion temps-amplitude (figure 1). Le PME est refroidi, afin de réduire le taux de bruit de fond, très important au gain de  $\sim 10^9$  qui est nécessaire pour permettre la mise en forme correcte d'impulsions correspondant à un seul photoélectron. Une sélection spectrométrique est réalisée sur chaque voie; une bande de 200 keV est centrée sur 1 MeV d'électrons sur le PMR; la fenêtre, sur le

<sup>1)</sup> Dans le cadre d'un programme de recherche financé par le Fonds National suisse de la recherche scientifique.

PME, est placée autour du centre de gravité du spectre d'amplitude des impulsions correspondant à un photoélectron. La mise en forme pour impulsions de courant est due à notre collègue, M. ALAIN HENCHOZ.

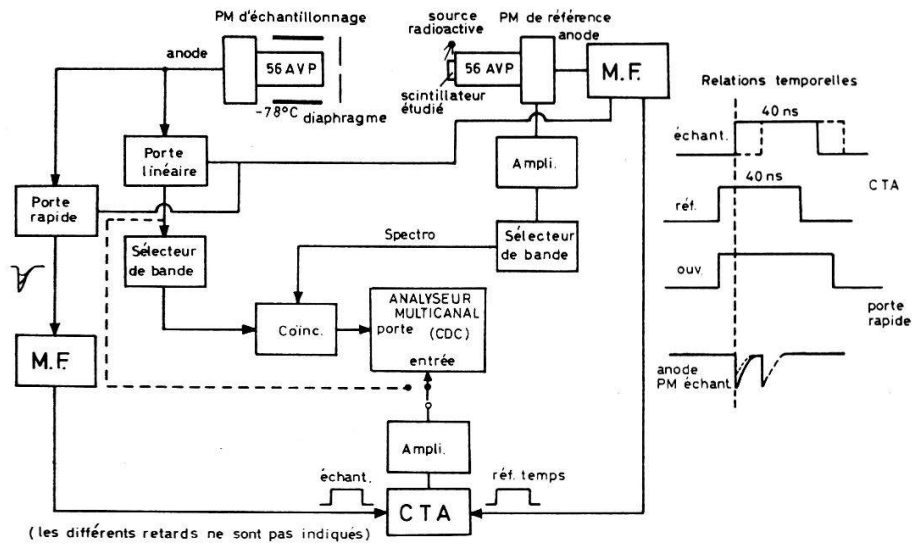


Figure 1

Diagramme fonctionnel de l'analyse par échantillonnage.

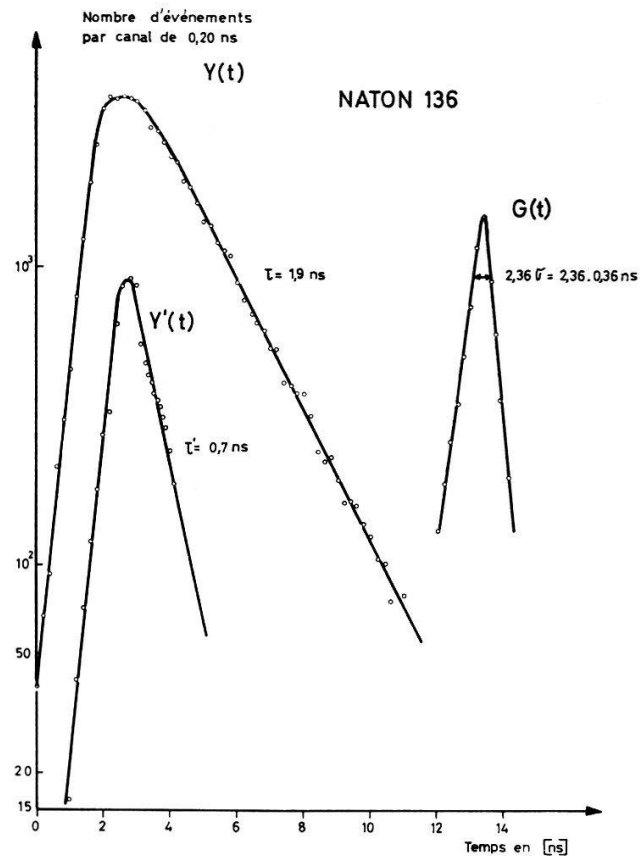


Figure 2

Spectre des retards mesurés,  $Y(t)$ , dans le cas du scintillateur NATON 136.

La figure 2 donne, à titre d'exemple, un spectre d'échantillonnage, relevé pour le NATON 136 (Nash-Thompson);  $Y(t)$  est le spectre mesuré des retards; la constante  $\tau$  de l'exponentielle caractérisant l'émission lumineuse étant déterminée, on peut construire  $Y' = \tau dY/dt + Y$ , qui présente encore un comportement exponentiel, caractérisé par  $\tau'$ ;  $G = \tau' dY'/dt + Y'$ , enfin, représente la réponse du dispositif à une excitation infiniment brève; c'est pratiquement une gaussienne, d'écart-type égal à  $\sim 0,35$  ns (l'écart-type des fluctuations du temps de transit, sur le PME, est de  $\sim 0,3$  ns).

Le tableau ci-dessous résume l'essentiel des résultats de nos mesures; les autres valeurs récentes dont nous avons connaissance y sont également reportées. Chaque scintillateur a été mesuré plusieurs fois; pour le NE 213, (Nuclear Enterprises) deux capsules scellées d'origine,  $2'' \varnothing \times 2''$ , ont été examinées (irradiation  $\gamma$ ); les scintillateurs plastiques ont été taillés et polis à  $1'' \varnothing \times 5$  mm (irradiation  $\beta$ ).

*Analyse par échantillonnage*

Valeurs des constantes caractéristiques des scintillateurs, en ns.

Scintillateur	Nos résultats	Fabricant	Méthode	Autre déterm.	Méthode (auteurs)
Naton 136 (plastique) $\varnothing 1'' \times 5$ mm	$\tau = 1,9 \pm 0,1$ $\tau' = 0,7 \pm 0,1$	1,3 -	?	1,6 0,8	échant. (RAVIART-KOECHLIN) [3]
NE 102 A (plastique) $\varnothing 1'' \times 5$ mm	$\tau = 2,3 \pm 0,1$ $\tau' = 0,8 \pm 0,1$	$2,2 \pm 0,1$ -	?	$2,74 \pm 0,1$ ?	échant. (SJÖLIN) [4]
NE 213 (liquide) (capsule scellée $\varnothing 2'' \times 2''$ )	$\tau = 4,1 \pm 0,2$ $\tau' = 1,4 \pm 0,15$	3,6 -	?	$3,36 \pm 0,1$ ?	id.

La constante  $\tau'$ , dont la mise en évidence confirme ainsi celle de Koechlin, pour d'autres scintillateurs du même type, caractérise le transfert non radiatif de l'énergie d'excitation du solvant au soluté, qui se traduit par un «temps de montée» non négligeable de la scintillation. C'est certainement l'une des causes de l'apparition d'un minimum dans la résolution temporelle d'un système scintillateur + PM en fonction de la fraction de l'impulsion anodique effectivement utilisée pour la mesure du temps; de même que de la limitation de cette résolution optimum.

Nous pouvons, d'autre part, donner une borne supérieure de 2,5% pour l'amplitude relative d'une composante moyenne ( $\tau = 20$ –25 ns) qui pourrait, éventuellement, être superposée à la constante courte (2–4 ns); alors que le rapport trouvé par Sjölin est de l'ordre de 10%, pour plusieurs scintillateurs organiques, dont le NE 102 et le NE 213.

*Bibliographie*

- [1] Y. KOECHLIN et A. RAVIART, Nucl. Instr. 29, 45 (1964); Y. KOECHLIN, rapport CEA 2194 (1962).  
 [2] J.-F. LOUDE, G.-A. GRIN et J.-P. PERROUD, Helv. phys. Acta 38, 341 (1965).  
 [3] RAVIART et KÖCHLIN, comm. privée à A. SCHWARZSCHILD.  
 [4] P. G. SJÖLIN, Nucl. Instr. 37, 45 (1965).

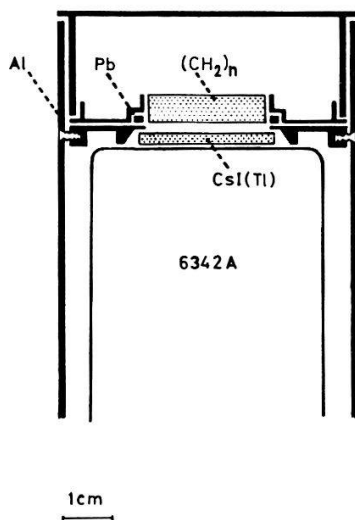


## Absolute Neutronenflussbestimmung mit dickem $(\text{CH}_2)_n$ -Radiator

von P. HUBER, I. SICK und TH. STAMMBACH  
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

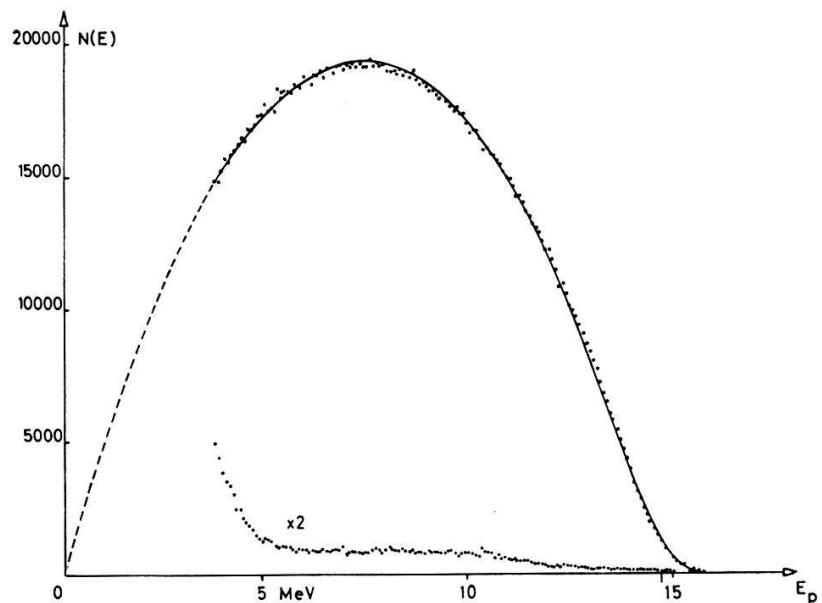
Zur absoluten Flussbestimmung schneller, monochromatischer Neutronen hat die Anwendung eines dicken Radiators viele Vorteile gegenüber anderen Methoden:

1. Einfacher Aufbau (Fig. 1). Für 14 MeV Neutronen ist der  $(\text{CH}_2)_n$ -Radiator 2,5 mm dick und hat 20 mm Durchmesser. Der CsI-Kristall zum Nachweis der Rückstossprotonen ist 1,2 mm dick.



Figur 1

Messanordnung.



Figur 2

Protonenspektrum für  $E_n = 14,7$  MeV mit Radiator und 2 mal überhöhter Untergrund.

..... Messpunkte

—— berechnetes Spektrum.

2. Grosse Ansprechwahrscheinlichkeit; sie beträgt 0,16% für  $E_n = 6$  MeV und 0,5% für  $E_n = 20$  MeV.

3. Die Flussbestimmung wird durch die Winkelverteilung der  $n$ - $p$ -Streuung nur wenig beeinflusst. Eine Anisotropie, wie sie z. B. für  $E_n = 20$  MeV angegeben wird, bewirkt eine Korrektur von nur  $-1\%$  gegenüber der isotropen Verteilung.

4. Verwendbarkeit über einen grossen Energiebereich. Zwischen 5 und 20 MeV soll zur Verminderung des Untergrundes Durchmesser und Dicke des CsI-Kristalles der Energie angepasst werden. Für  $E_n \leq 5$  MeV kann statt des CsI-Kristalles eine Si-Zähl-diode verwendet werden.

5. Gute Genauigkeit mit kleinem Aufwand. Figur 2 zeigt je ein Spektrum mit und ohne  $(\text{CH}_2)_n$ -Radiator für  $E_n = 14,7$  MeV. Die Korrekturen, die am Spektrum angebracht werden müssen, sind klein: Randeffekt 1,5%, Untergrund 3%. Da die Lichtausbeute im CsI proportional zur Energie ist, kann die Stosszahl im integrierten Spektrum auf  $\pm 0,5\%$  bestimmt werden. In die Flussberechnung gehen ferner ein: der totale  $n$ - $p$ -Streuquerschnitt ( $\pm 0,2\%$ ) und die Reichweite von Protonen in  $(\text{CH}_2)_n$ , deren Unsicherheit von  $\pm 2\%$  heute noch die Genauigkeit der Flussbestimmung begrenzt.

## A Fast Regulator for Van de Graaff Accelerators

by R. E. PIXLEY and R. BLOCH  
(Physik-Institut der Universität Zürich)

A fast regulator to be used with the normal corona stabilizer of a Van de Graaff accelerator has been developed to correct variations in the accelerating voltage with frequency components between 10 and 2000 Hz and amplitudes less than  $\pm 500$  V. The system consists of a simple AC-coupled amplifier connected between the high voltage terminal and the accelerating tube. The correction signal, which is derived from the regulating slits following the analyzing magnet, is transmitted to the fast regulator via a modulated light beam. Besides decreasing the higher frequency voltage variations, the fast regulator allows greater DC gain of the corona stabilizer to be used without oscillations. Variations in the accelerating voltage at 1.1 MV have been reduced from  $\sim 300$  V with the corona stabilizer alone to less than 40 V peak to peak with the addition of the fast regulator. From thin target measurements of narrow resonances in  $^{40}\text{A}(p, \gamma)$ , the energy spread of a 1.1 MeV proton beam was found to be  $102 \pm 10$  eV. This width is thought to be due principally to the characteristics of the RF ion source.

## Corrélation $\beta$ - $\gamma$ polarisé circulairement dans la désintégration du $^{188}\text{Re}$ (17h)

par F. GYGAX et R. HESS  
(Laboratoire de physique des hautes énergies, EPF Zürich)

Dans de récents travaux [1, 2] concernant les transitions bêta une fois interdites du  $^{188}\text{Re}$  (17 h), nous avons souligné l'intérêt à déterminer d'une manière expérimentale la grandeur de leurs éléments de matrice nucléaire pour les comparer à celles calculées sur la base de modèles. A ce point de vue, la mesure de la corrélation  $\beta$  (1,96 Mev) -  $\gamma$  (0,155 Mev) polarisé circulairement (intégrée sur l'énergie du  $\beta$  à partir de  $E_{1\beta} = 1,2$  Mev) fournit une information utile pour l'analyse numérique de la transition  $1^- \beta 2^{+(1)}$ . Cette mesure est effectuée à l'aide d'un dispositif déjà décrit [3]; le polarimètre est essentiellement constitué d'un cylindre ( $\varnothing = 9,5$  cm) de fer aimanté sur lequel le rayonnement gamma à analyser est diffusé vers l'arrière avant d'être détecté dans un cristal NaI(Tl) de  $1'' \times 1''$ .

La fonction théorique de la corrélation angulaire entre le  $\beta$  et le  $\gamma$  peut s'écrire [4]

$$\Omega_{\text{th}}(\theta, \tau) = A_0 + \tau A_1 P_1(\cos \theta) + A_2 P_2(\cos \theta) + \tau A_3 P_3(\cos \theta).$$

Si les détecteurs possèdent une symétrie axiale par rapport à la source, ce qui est le cas en particulier pour un détecteur de forme annulaire, la fonction expérimentale correspondante vaut [5]

$$\Omega_{\text{exp}}(\theta, \tau) = \bar{A}_0 + \tau \bar{A}_1 G_1 P_1(\cos \theta) + \bar{A}_2 G_2 P_2(\cos \theta) + \tau \bar{A}_3 G_3 P_3(\cos \theta)$$

$\tau = \pm 1$  suivant que la polarisation du  $\gamma$  est droite ou gauche.  $\theta$  est l'angle entre le  $\beta$  et le  $\gamma$ , respectivement l'angle formé par les axes des détecteurs. Les coefficients  $\bar{A}_i$  ne

sont fonction que des éléments de matrice nucléaire, la dépendance de l'énergie  $E_\beta$  étant éliminée par intégration :

$$\bar{A}_i = \int_{E_{1\beta}}^{E_{0\beta}} N(E_\beta) A_i(E_\beta, \text{éléments de matrice}) dE_\beta, \quad i = 0, 1, 2, 3$$

où  $A_0 \cdot N(E_\beta)$  est la forme du spectre  $\beta$ . Les coefficients  $G_i$  sont formés des produits des facteurs [5]  $G_{ik}$  qui rendent compte de la résolution angulaire finie des détecteurs ainsi que de la diffusion du  $\beta$  dans la source :

$$G_i = G_{i\gamma} G_{i\beta} G_{i\text{diff}}$$

La polarisation circulaire non corrigée [3]  $\bar{P}_\gamma$  du  $\gamma$  vaut alors

$$\bar{P}_\gamma = \frac{E}{2 \cdot f \cdot \langle \phi_c / \phi_0 \rangle} = \frac{\bar{A}_1 G_1 P_1(\cos\theta) + \bar{A}_3 G_3 P_3(\cos\theta)}{\bar{A}_0 + \bar{A}_2 G_2 P_2(\cos\theta)}$$

où  $E$  est l'effet mesuré [3],  $f$  est la fraction des électrons orientés dans l'aimant,  $(P_\gamma \phi_c + \phi_0)$  est la section efficace différentielle de diffusion d'un  $\gamma$  sur un électron orienté, le rapport  $\langle \phi_c / \phi_0 \rangle$  étant moyenné sur l'angle de diffusion pour rendre compte des dimensions finies du polarimètre.

Les sources employées (Re métallique, diamètre 2 mm, épaisseur 0,2 mg/cm<sup>2</sup>, évaporé sur une feuille en Al de 2 mg/cm<sup>2</sup>) sont produites par irradiation de 12 heures dans un flux de 10<sup>13</sup> neutrons/cm<sup>2</sup> sec au réacteur Diorit de Würenlingen. Nos résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous.

Polarimètre		
$\langle \phi_c / \phi_0 \rangle_{\text{calc.}} = 0,43 \pm 0,04$	$G_{1\gamma} = 0,965$	$G_{1\beta} = 0,953$
$f = 0,0725$	$G_{2\gamma} = 0,896$	$G_{2\beta} = 0,864$
$\psi_1 = 18^\circ, \quad \psi_2 = 12^\circ$	$G_{3\gamma} = 0,797$	$G_{3\beta} = 0,740$
Mesures ( $E_{1\beta} = 1,2$ Mev)		
$\theta$	$E = \text{Effet}$	$\bar{P}_\gamma$
180°	(-1,06 ± 0,31) %	-0,17 ± 0,06
135°	(-1,31 ± 0,38) %	-0,21 ± 0,08

Nous présenterons sous peu l'analyse numérique de l'ensemble des résultats expérimentaux concernant les transitions bêta du type  $1^- \gamma 2^+$  du <sup>188</sup>Re.

#### Références

- [1] L. GRENACS, R. HESS, F. C. RÖHMER, W. RÜEGG, *Kolloquium über  $\beta$ -Zerfall und schwache Wechselwirkungen*, Heidelberg, März 1965, p. 252.
- [2] L. GRENACS, R. HESS, F. C. RÖHMER, *Helv. phys. Acta* 38, 374 (1965).
- [3] B. DUTTA, R. HESS, G. WULFF, *Helv. phys. Acta* 37, 610 (1964).
- [4] M. MORITA, R. S. MORITA, *Phys. Rev.* 109, 2048 (1958).
- [5] M. L. J. YATES,  *$\alpha$ ,  $\beta$ , and  $\gamma$ -ray Spectroscopy*, ed. by Siegbahn, p. 1691.

**Paires internes de deux transitions dipolaires électriques**

par J. H. BRUNNER

(Laboratoire de Physique des Hautes Energies, EPF Zurich)

et R. J. LOMBARD

(Institut de Physique Nucléaire, Division de Physique Théorique, Orsay)

Les spectres de positions de paires internes des transitions dipolaires électriques de 1,49 et 2,18 MeV du  $^{144}\text{Nd}$  ont été calculés en utilisant, comme fonctions d'onde électroniques, les solutions de l'équation de Dirac pour une charge ponctuelle. D'autre part, le potentiel coulombien a été modifié par une fonction du type  $\psi(r) = 1 - \lambda r$  de manière à tenir compte des effets d'écran dus aux couches électroniques. Cette correction produit une translation du spectre vers les basses énergies. Les coefficients de formation de paires de ces deux transitions sont respectivement  $\alpha_\pi(1,49) = 2,05 \times 10^{-4}$  et  $\alpha_\pi(2,18) = 6,91 \times 10^{-4}$ .

Les spectres expérimentaux ont été mesurés avec un spectromètre à lentille magnétique. L'effet de résolution finie a été corrigé à l'aide de lignes de conversion interne mesurées dans les mêmes conditions. Les deux composantes ont été séparées en utilisant la forme de spectre théorique. Les valeurs expérimentales des coefficients de formation de paires, déterminés par comparaison avec un spectre  $\beta^-$  de la même source, sont respectivement  $\alpha_\pi(1,49) = (2,9 \pm 0,8) \times 10^{-4}$  et  $\alpha_\pi(2,18) = (6,8 \pm 1,1) \times 10^{-4}$ .

**Note sur la désintégration du  $^{51}\text{Cr}$** 

par CL. RIBORDY et O. HUBER

(Institut de physique de l'Université de Fribourg, Suisse)

P. SIFFERT et L. STAB

(Centre des Recherches Nucléaires de Strasbourg)

Un article détaillé paraîtra prochainement dans les H.P.A.

**Energiewinkelverteilungen der  $D(n, 2n)H$ -Reaktion bei 14 MeV**

von M. BRÜLLMANN, H. JUNG und D. MEIER

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

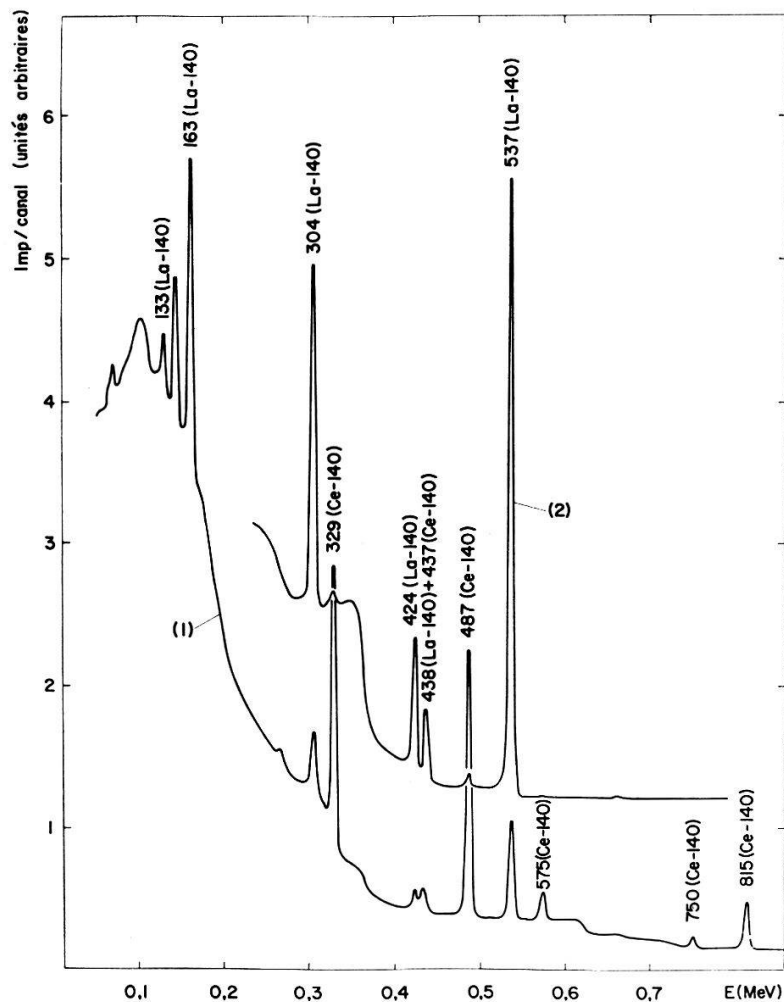
Mit einem Neutronenflugzeitspektrometer unter Verwendung der assoziierten  $\alpha$ -Teilchen der  $T(d, n)\text{He}^4$ -Reaktion wurde das Neutronenkontinuum der  $D(n, 2n)H$ -Reaktion bei einer Einfallenergie von 14,1 MeV untersucht. Die Messung der Energiewinkelverteilungen  $d^2\sigma/d\Omega dE$  erfolgte im Energiebereich von 3 MeV bis zur Kontinuumsgrenze bei Winkeln von  $10^\circ$  bis  $45^\circ$  (Lab.). Als Streukörper wurde  $\text{D}_2\text{O}$  verwendet. Die Auflösung (FWHM) der elastischen Sauerstofflinie betrug bei einem Neutronendiskriminator von 1,5 MeV 1,0 ns, diejenige der elastischen Deuteriumlinie bei  $30^\circ$  1,6 ns.

### Sur la désintégration du $^{140}\text{Ba}$

par J. KERN, G. MAURON et O. HUBER

(Institut de Physique, Université de Fribourg)

Plusieurs groupes ont récemment entrepris l'investigation des niveaux du  $^{140}\text{La}$ . Le groupe de TALLAHASSEE [1] a étudié la réaction  $^{139}\text{La}(d, p)^{140}\text{La}$ . Ces mesures, complétées par la connaissance de certains niveaux peuplés par la désintégration beta du  $^{140}\text{Ba}$ , ont permis d'établir la structure des niveaux obtenus par couplage d'un neutron dans la couche  $2f_{7/2}$  avec les protons du noyau cible. L'étude des rapports de branchement gamma est une autre méthode, indépendante, de déterminer les mélanges de configuration. Pour les transitions observées lors de la désintégration du  $^{140}\text{Ba}$  (periode 12,8 jours) les intensités gammas sont mal connues et les valeurs publiées en désaccord. Pour cette raison, nous avons redéterminé certaines de ces intensités.



Spectres du  $^{140}\text{Ba}$ - $^{140}\text{La}$  en équilibre (1) et après la purification (2).

Nous avons effectué des mesures préliminaires à l'aide d'une diode Ge-Li. Cette diode (0,5 cm d'épaisseur et 2,6 cm<sup>2</sup> de surface utile) nous a été fournie par l'Institut de Physique appliquée de l'Université de Bâle. Sa résolution est de 7,5 keV pour la transition de 1,33 MeV du  $^{60}\text{Co}$ .

Le  $^{140}\text{La}$  est lui même radioactif et se désintègre à son tour dans le  $^{140}\text{Ce}$  avec une période de 40 heures en émettant des gammas ayant jusqu'à plus de 3 MeV. Il est donc indispensable, durant les mesures, d'éliminer à intervalle régulier le  $^{140}\text{La}$ . Cette séparation est réalisée par une méthode chimique (précipitation du La avec de l'ammoniaque).

La figure montre un exemple des spectres mesurés. On peut juger du degré de purification en comparant, avant et après la séparation, les intensités relatives de la transition de 537 keV du  $^{140}\text{La}$  et celle de 487 keV du  $^{140}\text{Ce}$ . Le spectre de  $^{140}\text{Ba}$  purifié de la figure a été enregistré pendant 30 minutes, le début ayant eu lieu 15 minutes après la séparation chimique. Par rapport à l'état d'équilibre, il n'est resté que 1% de  $^{140}\text{La}$ . Nous avons mesuré les intensités relatives de 5 transitions: 163, 304, 424, 438 et 537 keV. On peut déceler la présence de la transition de 437 keV dans le  $^{140}\text{Ce}$  [4]. Elle ne gêne cependant pas l'analyse du  $^{140}\text{La}$ , son intensité étant rendue négligeable par la qualité de la séparation chimique. Elle est en effet environ 150 fois moins intense que la ligne de 438 keV dans le  $^{140}\text{La}$ , après la séparation.

Intensités relatives des transitions gammas observées dans la désintégration du  $^{140}\text{Ba}$ .

E (keV)	Intensités relatives				
	GEIGER [2]	AGARWAL [3]	DZHELEPOV [4]	BOSKMA [5]	ce travail
163	23,5	28		40	28 ± 3
304	17,8 ± 3	24	12	18	17,7 ± 2
424	10,0 ± 2,2	} 19	} 18	} 18	13,9 ± 1,5
438	9,4 ± 2,3				
537	100 ± 16	100	100	100	100 ± 3

La table compare nos résultats avec les intensités mesurées par d'autres chercheurs. La précision de nos mesures est d'environ 10%. Les erreurs indiquées tiennent compte des erreurs statistiques de mesure et des erreurs de la calibration. Les isotopes  $^{131}\text{I}$  [6],  $^{182}\text{Ta}$  [7] et  $^{192}\text{Ir}$  [8] ont été utilisés pour calibrer le système. Bien que les références aient été choisies avec soin, une erreur additionnelle de 5 à 10% est possible. Nous pensons étendre ces mesures et les améliorer en réalisant l'analyse des spectres par l'utilisation d'un ordinateur, et en les contrôlant par d'autres méthodes.

#### Références

- [1] J. KERN, G. L. STRUBLE, and R. K. SHELIN, UCRL-16598 (non publié).
- [2] J. S. GEIGER, R. L. GRAHAM, and G. T. EWAN, Bull. Am. Phys. Soc. 6, 71 (1961) et communication privée.
- [3] Y. K. AGARWAL, C. V. K. BABA, and S. K. BHATTACHERJEE, Nucl. Phys. 58, 641 (1964).
- [4] B. S. DZHELEPOV, V. P. PRIKHODTSEVA, and YU. V. KHOL'NOV, *Isobaric Nuclei with the Mass Number A = 140* (Pergamon Press, 1963).
- [5] B. BOSKMA and H. DE WAARD, Nucl. Phys. 14, 145 (1959).
- [6] C. K. HARGROVE, K. W. GEIGER, Nucl. Phys. 40, 566 (1963).
- [7] W. F. EDWARDS, F. BOEHM, J. ROGERS, and E. J. SEPPI, Nucl. Phys. 63, 97 (1965).
- [8] L. SCHELLENBERG et J. KERN, Helv. phys. Acta (sous presse).

**Excitation des niveaux de 7,66; 9,63; 10,1; 10,84 et 11,82 MeV  
du noyau  $^{12}\text{C}$  par diffusion inélastique de neutrons de 14,1 MeV**

par G.-A. GRIN, C. JOSEPH, J. C. ALDER, B. VAUCHER et J.-F. LOUDE

(Institut de Physique Nucléaire de l'Université de Lausanne<sup>1)</sup>)

Les distributions angulaires (sections efficaces différentielles, s.e.d., en valeur absolue) des réactions induites par des neutrons de 14,1 MeV sur les noyaux  $^{12}\text{C}$  et au cours desquelles un neutron est émis ont été déduites des mesures faites selon la technique décrite précédemment [1] (analyse par temps de vol en coïncidence avec la détection de l'événement associé sur le diffuseur scintillant). Un double spectre de temps de vol est représenté, à titre d'exemple, par la figure 1. Outre l'avantage considérable d'une forte réduction du taux d'événements fortuits, cette méthode permet le calcul des s.e.d. relativement à celle de la diffusion sur l'hydrogène; les mesures de référence, qui donnent en même temps la variation de l'efficacité du détecteur de neutrons, étant faites avec le même montage (et le même diffuseur). Les incertitudes géométriques et de norme sont ainsi éliminées; de plus, si le diffuseur n'est pas trop épais, le calcul de l'atténuation est simple et les corrections de diffusion multiple sont pour ainsi dire faites implicitement, en grande partie du moins.

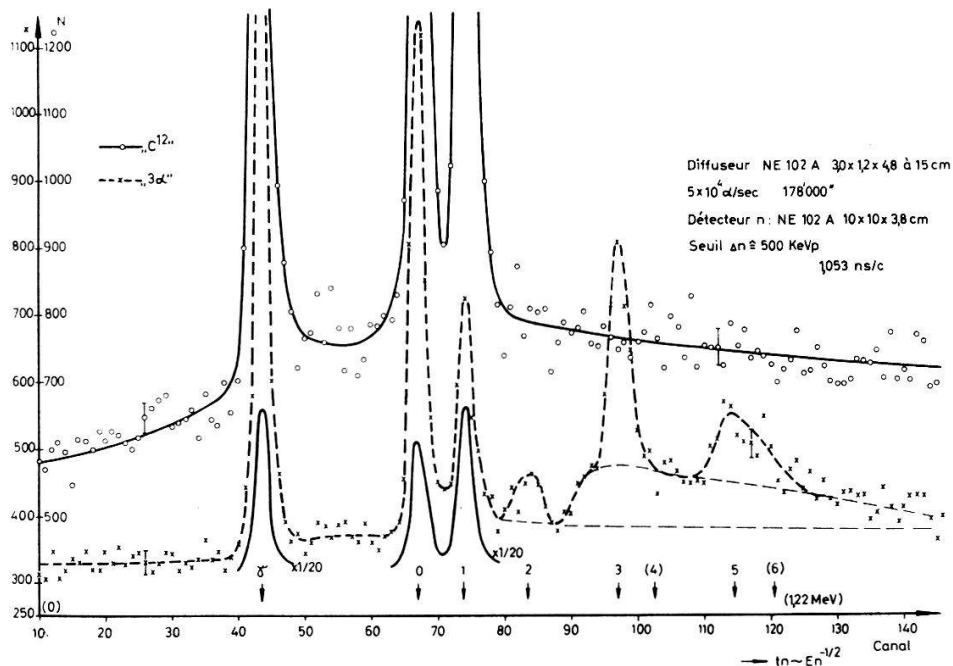


Figure 1

Spectres de temps de vol simultanés, 135°, 130 cm.

Les s.e.d. des diffusions *élastique* et *inélastique* sur le 1<sup>er</sup> niveau de  $^{12}\text{C}^*$  ont été obtenues pour des angles  $\geq 45^\circ$  (énergie noyau recul  $> 0,6$  MeV), en très bon accord avec celles qui ont été déterminées récemment à CHALK-RIVER [2], GRENOBLE [3], et Lausanne I (première étude, classique, avec un diffuseur de graphite) [4].

<sup>1)</sup> Travail financé par le Fonds national suisse de la recherche scientifique.

Les s. e. d. correspondant à l'excitation des 2<sup>e</sup> et 3<sup>e</sup> niveaux sont représentées sur la figure 2, avec celles qui résultent des trois autres expériences citées. Pour le niveau de 7,66 MeV (0<sup>+</sup>), qui est très faiblement excité, sauf aux angles avant, les valeurs diffèrent notablement de celles de Grenoble et Lausanne I, déjà en désaccord; elles se rapprochent, par contre, des résultats obtenus en protons, par PEELLE [5] notamment, ce qui semble normal. L'accord en ce qui concerne la diffusion sur le niveau de 9,63 MeV (3<sup>-</sup>) est plus satisfaisant, quoique grossier; nos résultats devraient être les plus sûrs, bien que dépendant encore faiblement de la séparation adoptée entre le pic et le groupe continu.

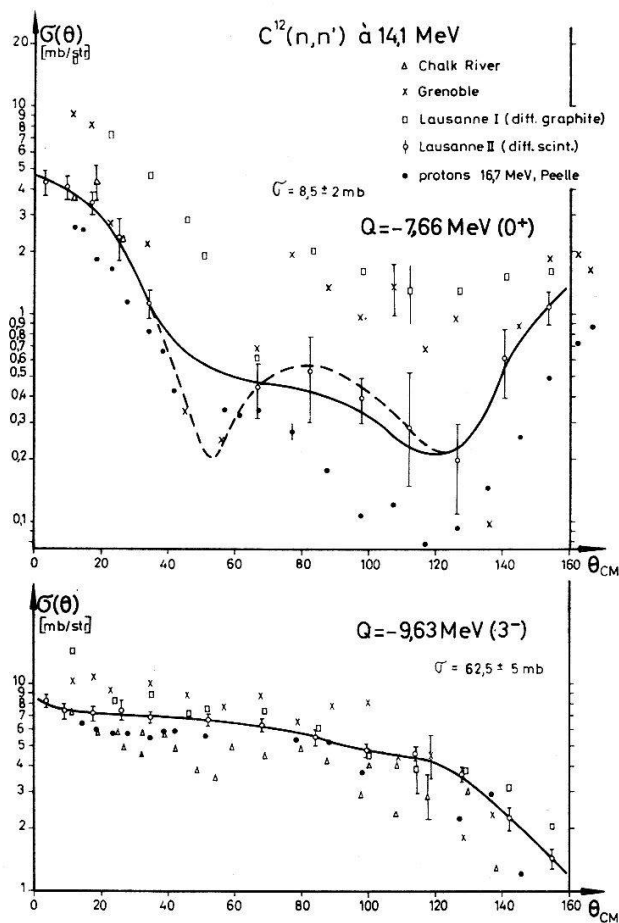


Figure 2

Sections efficaces différentielles pour la diffusion inélastique de neutrons de 14,1 MeV sur les niveaux de 7,66 et 9,63 MeV de <sup>12</sup>C\*. Les références sont données dans le texte. Les courbes dessinées ne sont là que pour rendre mieux visibles les résultats de la présente mesure.

L'analyse de la forme du groupe étendu de neutrons s'étendant vers les faibles énergies, dès le pic correspondant au 3<sup>e</sup> niveau, sous tous les angles, permet de postuler, en l'absence d'autres données, que la moitié environ pourrait en être expliquée par la diffusion sur un niveau large (~ 3 MeV) de <sup>12</sup>C\* vers 10,1 MeV (0<sup>+</sup>), le solde étant dû aux autres mécanismes <sup>12</sup>C(n, n 3 α) qui n'impliquent pas de niveaux de <sup>12</sup>C\*. La section efficace intégrée correspondant à l'ensemble de ce continuum est importante (~ 110 mb); la s. e. d. varie, mais assez peu, avec l'angle.



L'excitation des niveaux de  $10,84 \text{ MeV}$  ( $1^-$ ) et  $11,82 \text{ MeV}$  ( $2^-$ ) a été d'autre part nettement mise en évidence, pour la première fois dans la diffusion inélastique, à notre connaissance, comme d'ailleurs l'excitation du niveau large; les sections efficaces intégrées sont de 13,5 et 3,5 mb (cette dernière valeur sous réserve encore), avec une prédominance en arrière et en avant, respectivement.

La section efficace totale de l'ensemble des processus  $^{12}\text{C}(n, n 3 \alpha)$  serait ainsi de  $200 \pm 30 \text{ mb}$  ( $E_n \geq 0,5-1 \text{ MeV}$ ).

Une publication détaillée paraîtra sous peu.

#### Bibliographie

- [1] G. A. GRIN et coll., *Helv. phys. Acta* **38**, 368, 666 (1965).
- [2] R. L. CLARKE and W. G. CROSS, *Nucl. Phys.* **53**, 177 (1964) (diff. mince).
- [3] R. BOUCHEZ et coll., *Nucl. Phys.* **43**, 628 (1963); thèses SZABO et DUBUS, et communication privée (corr. diff. mult., sauf pour  $Q = -9,6 \text{ MeV}$ ).
- [4] C. JOSEPH, thèse EPUL 1966; à paraître dans *Helv. phys. Acta* (corr. diff. mult.).
- [5] R. W. PEELLE, *Phys. Rev.* **105**, 1311 (1957).

### Angeregte Zustände im $^{10}\text{B}$ aus der Reaktion $^6\text{Li}(\alpha, \alpha)^6\text{Li}$

VON V. MEYER, R. E. PIXLEY und P. TRUÖL

(Physik-Institut der Universität Zürich)

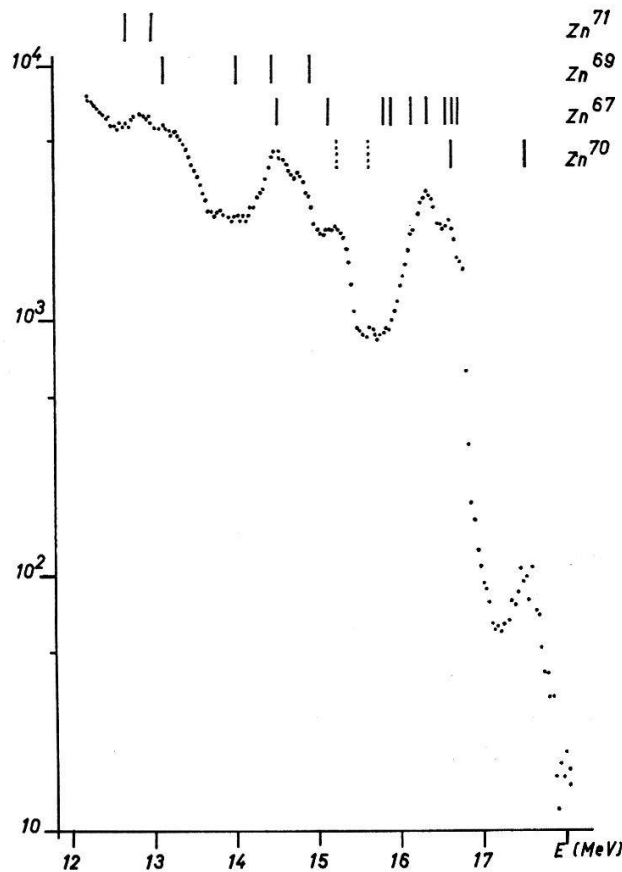
Zur Bestimmung von Eigenschaften mehrerer Zustände im  $^{10}\text{B}$  wurde die Reaktion  $^6\text{Li}(\alpha, \alpha)^6\text{Li}$  untersucht. Im Bereich zweier bekannter Niveaus im  $^{10}\text{B}$  bei 6,02 und 6,13 MeV wurden Anregungskurven bei verschiedenen Winkeln aufgenommen bei gleichzeitiger Registrierung der eventuell auftretenden  $\gamma$ -Quanten der Reaktion  $^6\text{Li}(\alpha, \gamma)^{10}\text{B}$ . Zur Bestimmung der Untergrundphasen von der Potentialstreuung her wurden auch Winkelverteilungen bei fester Energie ausserhalb bekannter Resonanzen gemessen. Diese Verteilungen sind zwischen 1,7 und 2,9 MeV-Einfallenergie der  $\alpha$ -Teilchen nur schwach von der Energie abhängig und zeigen einen starken Anstieg des Wirkungsquerschnitts für höhere Winkel. Die durch eine erste Analyse gewonnenen Phasen wurden benutzt, um die theoretischen Resonanzformen für die beobachteten Anomalien bei 6,02 und 6,13 MeV an die experimentellen Daten anzupassen. Die experimentelle Auflösung war aus der  $\gamma$ -Anregungskurve bei der 6,02 MeV-Resonanz bekannt. Der Zustand bei 6,13 MeV emittiert offenbar keine  $\gamma$ -Quanten. Die bisherigen Resultate geben eine totale Breite von  $80 \pm 30 \text{ eV}$  für das 6,02 MeV-Niveau, wobei für den Niveauspin die Möglichkeiten  $J^\pi = 3^+, 4^+, 5^+$  offen bleiben. Für das 6,13 MeV-Niveau ergibt sich eine Zuordnung von  $J^\pi = 3^-$  bei einer Breite von ungefähr 3 keV. Die Streuphasen ausserhalb der Resonanzen können nicht durch eine «hard sphere»-Streuung erklärt werden. Es ist anzunehmen, dass die starke Rückwärtsstreuung herrührt vom Austausch des einfallenden mit dem im  $^6\text{Li}$ -Grundzustand bereits vorgebildeten Alphateilchen.

Endgültige Resultate erscheinen nach Abschluss der Messungen in einer ausführlichen Arbeit.

### Der Wirkungsquerschnitt der $^{73}\text{Ge}(n, \alpha)^{70}\text{Zn}$ -Reaktion bei 14 MeV Neutronen-Energie

VON P. HUBER, W. HUNN, E. STEINER UND R. WAGNER  
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Eine Lithium-gedriftete Ge-Diode wurde mit 14 MeV Neutronen bestrahlt und das Spektrum der durch Reaktionen am Germanium entstehenden geladenen Teilchen mit einem 256-Kanal Impulsspektrographen registriert. Dabei erzeugen die  $\alpha$ -Teilchen der  $^{73}\text{Ge}(n, \alpha)^{70}\text{Zn}$ -Reaktion wegen der Grösse des  $Q$ -Wertes (+ 3,79 MeV) eine Impulsgruppe am hochenergetischen Ende des Spektrums. Im allgemeinen besteht eine eindeutige Korrelation zwischen der Struktur des Spektrums und den bekannten Niveaus der Zink-Isotope, mit Ausnahme von zwei kleinen Gruppen, welche ebenfalls von AITKEN und DIXON [1] beobachtet wurden. Diese Gruppen könnten Übergängen nach bisher nicht beobachteten Niveaus des  $^{70}\text{Zn}$  bei 1,95 und 2,3 MeV entsprechen. Diese angeregten Zustände des  $^{70}\text{Zn}$  sind in Figur 1 durch die beiden punktierten Linien angedeutet. Die Absolutbestimmung des Neutronenflusses erfolgte über die



Figur 1

Spektrum der durch Neutronen-Reaktionen mit den Isotopen des Germaniums erzeugten geladenen Teilchen. Dabei führen nur die  $(n, \alpha)$ -Reaktionen, also Übergänge nach den Isotopen des Zink, zu Total-Energien ( $E_n + Q$ ) höher als 14 MeV. Die bekannten Endzustände der Zn-Kerne sind durch die ausgezogenen Linien angedeutet. Die  $\alpha$ -Gruppe, welche den Übergängen zum Grundzustand des  $^{70}\text{Zn}$  entspricht, ist deutlich am hochenergetischen Ende des Spektrums zu erkennen.

Registrierung der die  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion begleitenden  $\alpha$ -Teilchen mit Hilfe einer Si-Diode. Das effektive Zählvolumen der Ge-Diode wurde aus der gesamten absorbierten Energie der  $\gamma$ -Strahlung einer absolut geeichten  $^{60}\text{Co}$ -Quelle ermittelt. Der Querschnitt der  $^{73}\text{Ge}(n, \alpha)^{70}\text{Zn}$ -Reaktion ergab sich zu  $0,13 \pm 0,02$  mb, bei einer Neutronenenergie von 14,0 MeV.

#### Literatur

[1] J. H. AITKEN and W. R. DIXON, Nucl. Phys. 67, 395 (1965).

### **Tensorpolarisation von Deuteronen, die bei der 1.07 MeV-Resonanz an $^4\text{He}$ elastisch gestreut werden**

VON S. E. DARDEN, P. HUBER, H. MEINER und R. PLATTNER  
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Eine Publikation erfolgt später.

### **Etude de la réaction $\text{Li}^7(d, n) \text{Be}^8$**

par CH. NUSSBAUM  
(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Le développement du spectromètre à neutrons rapides d'un type nouveau décrit dans Helv. phys. Acta 35, 549–552 (1962) a été poursuivi en vue d'améliorer ses performances de résolution énergétique, de rendement de détection et de sélectivité pour les neutrons en présence d'un champ  $\gamma$ . Ce dispositif a été appliqué à l'étude des neutrons issus de la réaction  $\text{Li}^7(d, n)\text{Be}^8$  pour les transitions au niveau fondamental et au premier niveau du noyau résiduel. Fonctions d'excitation et sections efficaces différentielles ont été déterminées pour un domaine angulaire allant de  $0^\circ$  à  $135^\circ$  et pour un domaine d'énergie compris entre 0,8 et 1,5 MeV. Selon certains auteurs, ce domaine comporte un caractère de résonance. L'aspect général des résultats expérimentaux, qui sera exposé, conduit à la constatation que les deux transitions présentent des caractéristiques dynamiques différentes. Le but ultérieur de cette étude sera de tenter d'expliquer cette différence sur la base du mécanisme de réaction et de la structure nucléaire.

### **D(d, n) $^3\text{He}$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen bei 460 keV Einfallenergie**

VON P. HUBER, C. PETITJEAN, H. SCHIECK und H. R. STRIEBEL  
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Erscheint demnächst.

### Q-Wert der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$

VON W. REICHART, G. V. SENGBUSCH, H. H. STAUB, F. ZAMBONI

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Im Jahre 1962 wurde durch eine Arbeit [1] aus dem Institut der Universität Zürich darauf hingewiesen, dass der  $Q$ -Wert gewisser Zweiteilchen-Reaktionen mit geladenen Partikeln z. B. vom Typ  $X(p, \alpha) Y$  einer sehr genauen Messung zugänglich ist, wenn die Einfangreaktionen  $X(p, \gamma) Z$  und  $Y(\alpha, \gamma) Z$ , die zum gleichen Zwischenkernzustand  $Z^*$  führen, scharfe Resonanzen von genügender Intensität zeigen. Die Genauigkeit der Methode ist sehr viel grösser als bei der direkten Methode, bei der die Energien des Protons und des  $\alpha$ -Teilchens gemessen werden, weil nur die Energien primärer Teilchen zu messen sind, keinerlei Winkelabhängigkeit der Energien auftritt und störende Effekte infolge Verunreinigung der Targetoberfläche gewöhnlich viel kleiner sind. Mit dieser Methode wurde damals der  $Q$ -Wert der Reaktion  $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$  zu

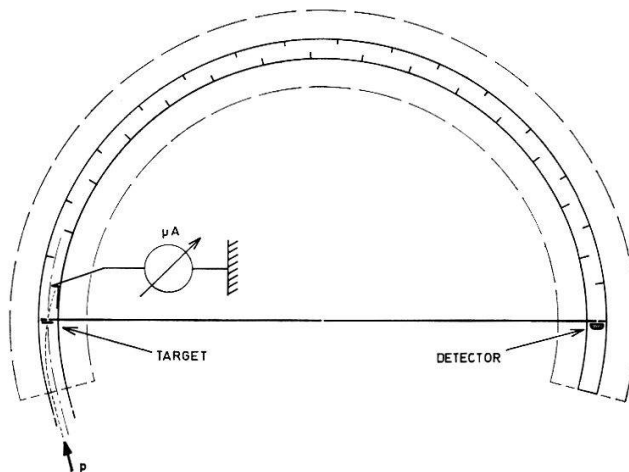
$$Q = 1601,7 \pm 0,7 \text{ KeV}$$

bestimmt.

Aus den damals vorliegenden direkten Messungen dagegen ergab sich der Wert [2]

$$Q = 1594,5 \pm 1,1 \text{ KeV} .$$

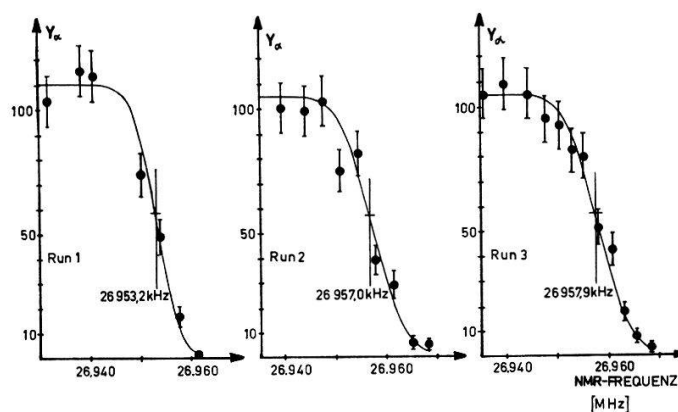
In Anbetracht dieser sehr grossen Diskrepanz schien es angezeigt, die direkte Messung mit möglichst guter Genauigkeit nochmals vorzunehmen, um insbesondere festzustellen, ob die Abweichungen reell sind und beispielsweise auf Effekte der Hüllenelektronen zurückzuführen sind. Figur 1 zeigt die experimentelle Anordnung. Protonen von 3,5 MeV werden mit einem  $90^\circ$ -Magneten analysiert. Sie fallen auf eine dünne selbsttragende Al-Folie ( $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), die auf dem Eingangsspalt eines magnetischen  $180^\circ$ -Spektrometers von 1 m Durchmesser angeordnet ist [3]. Die  $\alpha$ -Teilchen, die unter nahezu null Grad ( $\vartheta = 3^\circ 20' \pm 30'$ ) in bezug auf die Richtung des einfallenden Strahls emittiert werden, wurden auf den Austrittsspalt des Spektrometers fokussiert.



Figur 1

180°-Spektrometer (schematisch).

und von dem dahinter befindlichen Festkörperdetektor gezählt. Der Protonenstrahl wird hinter der Target von einem Faraday-Becher aufgefangen und integriert. Die Energie der durch die Target austretenden Protonen wurde bei jeder Messung mit demselben Spektrometer gemessen. Die benutzte Spaltbreite ergab eine Auflösung von 1:4000. Für die Wahl der Protonenenergie waren folgende Gesichtspunkte massgebend: Bei 3,5 MeV ist der Wirkungsquerschnitt der Reaktion genügend gross. Ferner gibt es in diesem Bereich keine scharfen Resonanzen. Variiert nämlich der Wirkungsquerschnitt in einem Intervall, das der Targetdicke entspricht, so wird die Berechnung des  $Q$ -Wertes aus den Messergebnissen sehr erschwert. Es wurde daher zunächst die Ausbeutekurve der Reaktion mit derselben Apparatur gemessen (ebenfalls unter null Grad). Bei der Protonenenergie von 3,5 MeV verläuft die Ausbeutekurve über einen kleinen Bereich genügend flach. Diese Energie wurde daher für das vorliegende Experiment gewählt. Besondere Sorgfalt wurde auf die Vermeidung von Verunreinigung der Targetoberfläche gelegt. Das Vakuum am Ort der Target war normalerweise  $2 \times 10^{-5}$  Torr. Es war nicht möglich, die Pumpgeschwindigkeit in der Magnetkammer ohne beträchtlichen zusätzlichen apparativen Aufwand wesentlich zu erhöhen. Anhand des Energieabfalles der  $\alpha$ -Teilchen wurde festgestellt, dass die Dicke der Verunreinigungsschicht mit der durch die Protonen auf die Target auffallenden Ladung zunimmt. Diese Zunahme ist aber nicht proportional der Ladung, sondern ist am Anfang wesentlich stärker. Ausserdem muss angenommen werden, dass bereits vor der Protonenbestrahlung eine dünne Schicht von Verunreinigungen z. B. unzeretzter adsorbierter organischer Dämpfe vorhanden ist. Die Messpunkte konnten nur in ganz grober Weise unter Annahme einer mit der Protonenladung linear ansteigenden Targetverschmutzung korrigiert werden.



Figur 2

Impulsverteilung der  $\alpha$ -Teilchen. Der Impuls der Protonen ist in N.M.R.-Frequenz:  
 Run 1  $\nu_p = 23025,0$  KHz    Run 2  $\nu_p = 23032,6$  KHz    Run 3  $\nu_p = 23032,1$  KHz.

Figur 2 zeigt die so korrigierten Ergebnisse dreier unabhängiger Messungen der Energieverteilung der aus der Al-Target austretenden  $\alpha$ -Teilchen bei einer festen Protonenenergie von ca. 3,5 MeV. Die ausgezogenen Kurven wurden durch Ausgleichsrechnung an die leicht zu berechnende Form der Verteilungsfunktion angepasst und dadurch die Energie der unmittelbar an der hinteren Endfläche der Target erzeugten  $\alpha$ -Teilchen ermittelt. Zur Berechnung der Verteilungsfunktion müssen der

spezifische Energieverlust und der Stragglingparameter der Protonen und  $\alpha$ -Teilchen in Aluminium mit bescheidener Genauigkeit bekannt sein.

Der aus den dargestellten Messungen ermittelte  $Q$ -Wert ergibt sich zu

$$Q = 1598,1 \begin{array}{l} + 3,3 \\ - 1,9 \end{array} \text{ KVe.}$$

Die Assymetrie des Fehlers rührt von der Unsicherheit in der linearen Korrektur für die Targetoberflächenverschmutzung her.

Das vorliegende Resultat stimmt sehr gut mit demjenigen von BROWN, DORENBUSCH und O'DONNELL [4] überein, das während der Ausführung der vorliegenden Arbeit erschien und ebenfalls aus einer direkten Messung der  $Q$ -Werte der  $(p, \alpha)$  und der inversen  $(\alpha, p)$  Reaktion den Wert

$$Q = 1598,6 \pm 1,2 \text{ KeV ergab.}$$

Der wesentlich genauere Wert, der früher mit der indirekten Methode erhalten wurde, weicht um wenig mehr als der einfache kombinierte Fehler von demjenigen der vorliegenden Arbeit ab. Dagegen beträgt die Abweichung gegen den Wert von BROWN et al. etwas mehr als den zweifachen kombinierten Fehler. Immerhin ist die wesentliche Diskrepanz der Resultate der beiden Messmethoden behoben. Die noch verbleibende Abweichung kann der schwer zu erfassenden Targetverschmutzung zugeschrieben werden. Effekte, die durch die Verschiedenheiten der Elektronenkonfigurationen bei den beiden Methoden auftreten, dürften Abweichungen von weit unter 1 KeV verursachen.

Die vorliegende Arbeit wurde mit Unterstützung durch den Schweizerischen Nationalfonds ausgeführt.

#### *Literatur*

- [1] A. RYTZ, H. H. STAUB, H. WINKLER und F. ZAMBONI, *Nuc. Phys.* **43**, 229 (1963).
- [2] F. EVERLING, L. A. KOENIG, J. H. E. MATTAUCH und A. H. WAPSTRA, *Nuc. Phys.* **37**, 18 (1962).
- [3] H. WINKLER und W. ZYCH, *Helv. phys. Acta* **34**, 449 (1961); W. REICHART, H. H. STAUB, H. STÜSSI und F. ZAMBONI, *Physics Letters* **20**, 40 (1966).
- [4] C. P. BROWN, W. E. DORENBUSCH und F. H. O'DONNELL, private communication.

## Hochenergiephysik

### Produktion energetischer He-Fragmente in Kollisionen von 22,4 GeV Protonen mit Atomkernen

VON P. EGLI, D. GALLIKER und B. HAHN  
(Physikalisches Institut, Universität Fribourg)

Eine Publikation erfolgt später.

### Digitalisierte wide-gap-Funkenkammer

von G. E. CHICOVANI, P. SCHÜBELIN und G. LAVERRIÈRE

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Durch den Effekt der Magnetostriktion gelang es, bei Feldstärke von 9–14 KV/cm die Koordinaten mehrerer Teilchenspuren mit Einfallswinkeln bis zu 30° zu registrieren. Wir benutzten eine 50 × 50-cm-Kammer mit 2 Gaps à 10 cm; Hochspannung an der Zentralelektrode, Informationsebene geerdet.

### Un spectromètre de masse manquante pour mésons lourds et son système d'acquisition de données

par R. BELL, H. BLIEDEN, F. ISELIN, M. N. FOCACCI, W. KIENZLE, F. LEFEBVRES, B. MAGLIČ

(CERN, Genève)

et B. LEVRAT

(Université de Genève)

Description du trigger de l'expérience de masse manquante et des 31 quantités enregistrées pour chaque événement. Une calculatrice utilisée comme système d'acquisition de données permet d'acquies jusqu'à 15 événements par «burst» de 300 msec.

### Untersuchung der Reaktion $\pi^- + p \rightarrow K_1^0 K_1^0 + n$ bei 5, 7 und 12 GeV/c

von CERN-ETH-Gruppe

Der Endzustand  $K_1^0 K_1^0 + n$ , erzeugt von einfallenden  $\pi$ -Mesonen an Protonen, konnte gleichzeitig mit dem Ladungsaustausch von  $K$  und  $p$  in der Magnet-Funkenkammer untersucht werden. Er wird dominiert vom Zerfall von Mesonresonanzen in den Kanal  $K_1^0 K_1^0$ . Der Zusammenhang des beobachteten Massenspektrums mit den neutralen Elementen des SU3 Multipletts  $2^+$  wird diskutiert.

### Der Ladungsaustausch $\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n$

von CERN-ETH-Gruppe

Mit Hilfe der Magnet-Funkenkammer ist der Ladungsaustausch von Antiprotonen erstmals bei 5, 6, 7 und 9 GeV/c gemessen worden. Der Vergleich dieses Prozesses mit dem Ladungsaustausch von Protonen,  $\pi^-$ - und  $K^-$ -Mesonen erlaubt eine Prüfung theoretischer Modelle (Regge-Pol, quark-Modell, Einpartikelaustausch mit Absorption). Totale und differentielle Wirkungsquerschnitte liegen vor.

### **Le spectre de masse des mésons lourds de charge négative étudié par le spectromètre de masse manquante**

par G. CHICOVANI, M. N. FOCACCI, W. KIENZLE, B. MAGLIČ  
(CERN, Genève),

J. SIGUINOT  
(Université de Caen)

et L. DUBAL, B. LEVRAT, M. MARTIN  
(Université de Genève)

Présentation des résultats sur  $\bar{\rho}$ , 960 MeV,  $A_2$ ,  $R$  et indication de pics aux masses 1,940 et 2,200 GeV.

### **Spectre de masse observé dans la réaction $K^- + p \rightarrow p + X^-$ au moyen d'un spectromètre de masse manquante**

par M. N. FOCACCI, W. KIENZLE, B. MAGLIČ  
(CERN, Genève),

P. BAREYRE  
(Saclay)

et L. DUBAL, B. LEVRAT, M. MARTIN  
(Université de Genève)

On observe un pic à la masse du  $K^*$  (1,4 GeV) et une indication d'un large pic ( $\Gamma \cong 120$  MeV) à environ 1,855 GeV.

### **Etude des désintégrations chargées du méson $\eta$**

par Groupe CERN-ETH

Les mésons  $\eta$  sont produits par la réaction

$$\pi^- + p \rightarrow n + \eta; \quad \eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + (\text{neutre}).$$

L'impulsion des  $\pi^-$  incidents est de 715 MeV/c (seuil de la réaction 690 MeV/c). La réaction est identifiée d'une part en détectant le neutron dans un scintillateur avec mesure de temps de vol et d'autre part en observant les deux  $\pi$  chargés dans des chambres à étincelles placées dans un grand aimant. Des résultats préliminaires de l'analyse de quelques milliers d'événements seront présentés. Le but de l'expérience était de tester la conservation de la conjugaison de charge dans les interactions électromagnétiques.



## Winkelverteilung der Resonanzen im $K_1^0 K_1^0$ -Massenspektrum

von CERN-ETH-Gruppe

Die invariante Masse der 2  $K_1^0$ -Mesonen aus der Reaktion

$$\pi^- + p \quad K \bar{K} + n$$

zeigt bei verschiedenen Werten deutliche Resonanzeigenschaften. Um den Spin dieser Resonanzen zu bestimmen, haben wir deshalb die Winkelkorrelationen ihres Zerfalles untersucht. Die Quantenzahlen des  $K_1 K_1$ -Systems beschränken Spin und Parität auf die Werte  $0^+$ ,  $2^+$ , ... Das Absorptionsmodell liefert eine Voraussage der Spindichtematrix, die an unseren Messungen getestet werden kann und die Identifikation der Resonanzen wesentlich unterstützt.

## Time-Dependent Interference Effects in Two-Pion Decays of Neutral Kaons

by M. BOTT-BODENHAUSEN, X. DE BOUARD, D. G. CASSEL, D. DEKKERS, R. FELST, R. MERMOD,  
I. SAVIN, P. SCHARFF, M. VIVARGENT, T. R. WILLITS, and K. WINTER

(Ecole de Physique, Université de Genève)

The interference between short-lived ( $K_S^0$ ) and long-lived ( $K_L^0$ ) neutral  $K$  mesons, in their 2 decay mode was observed, proving definitively the violation of  $C P$  in  $K_L^0$  decay.  $K_S^0$  were obtained by regeneration in matter from a  $K_L^0$  beam. A better value of the mass difference between  $K_S^0$  and  $K_L^0$  is obtained, as well as the sum of the phase of regeneration and of the  $C P$  violating amplitude.

## Theoretische Physik

### Représentation par opérateurs fermioniques des opérateurs de spin

par C. P. ENZ et B. GIOVANNINI

(Ecole de Physique de l'Université de Genève)

Pour éviter les complications d'un théorème de Wick généralisé pour les opérateurs de spin  $S_z$ ,  $S_\pm$  une représentation bilinéaire par opérateurs de fermions  $b_m, b_m^*$  ( $m = -S, \dots, +S$ ) est étudiée. Ces fermions artificiels seront appelés «quarks» pour faire allusion à la possibilité de représentations semblables pour les générateurs d'autres groupes de Lie simples. Pour les spins localisés dans un réseau on rencontre des difficultés semblables à celles analysées par Dyson si on passe à la représentation de Bloch pour les quarks. Cependant la théorie de perturbation à température zéro se simplifie considérablement dans la représentation par quarks.

## Die Unitarität der Streumatrix für Mehrkanalprozesse

von J. M. JAUCH und J.-P. MARCHAND

(Institut für theoretische Physik der Universität Genf)

Die Unitarität der Streumatrix für Mehrkanalprozesse wird allgemein postuliert, obwohl es noch keinen befriedigenden Beweis dafür gibt, wenn die Wellenfunktion in verschiedenen Kanälen überlappen. Ein Beweis für die Unitarität, der auch in diesem Falle gültig ist und der sich im wesentlichen nur auf die Asymptotenbedingung stützt, wird demnächst in den H. P. A. publiziert werden.

## Les équations de propagation d'ondes et le tenseur de Maxwell dans un corps élastique où il y a du fluage et des dislocations

par D. BOVET

(Laboratoire de géotechnique de l'EPUL)

Si, à la place des relations de compatibilité classiques, on introduit les composantes du fluage et de la densité de dislocation, les équations de propagation des ondes élastiques se trouvent complétées par des seconds membres, où l'on voit se former des expressions qu'on peut interpréter comme les densités de dislocation *vis* et de dislocation *coin*.

Une identité due à Elie Cartan permet d'établir élégamment les propriétés du tenseur de Maxwell en électromagnétisme. Si l'on transpose ce procédé à l'élastodynamique, on établit sans peine un bilan d'énergie; les autres propriétés du tenseur de Maxwell ne sont pas aussi simples à dégager: on obtient néanmoins des identités où figurent l'expression des forces exercées par le champ des contraintes sur les dislocations.

## Gauge Fields of an Algebraic Hilbert Space

by L. P. HORWITZ<sup>1)</sup>

(University of Geneva)

The theory of a spinor particle in the presence of a Yang-Mills type field provides an example of an algebraic Hilbert space, i. e., a vector space linear over quantities of a non-commutative algebra. A discussion of the field equations applicable when the gauge field belongs to a general finite algebra is given. It is shown, considering only the unquantized spinor field, that the Hamiltonian operator is not an observable. The system described by these field equations does not have, for example, a well-defined rest mass, and it consequently does not seem to correspond to the type of object one conventionally accepts as an elementary particle.

To be published H. P. A. 39, 144 (1966).

<sup>1)</sup> This work supported by the Swiss National Fund.

### Transfer Theorem for Multichannel Scattering

by W. AMREIN

(Institut de Physique Théorique, Université de Genève)

Using the scattering formalism given by JAUCH [1], one can derive a theorem expressing the transfer of a measurable quantity  $M$ , averaged over the scattering cross-section for all possible outgoing states of a multichannel reaction, in terms of a certain integral over the ingoing state. The theorem is valid for operators  $M$  that commute with all channel Hamiltonians  $H^\alpha$ . If the identity operator is chosen for  $M$ , one gets as a special case the optical theorem for multichannel processes. The difficulty of the non-orthogonality of the different channels can be avoided by defining the operators  $G_\pm = \sum_\alpha \Omega_\pm^\alpha V^\alpha$  and  $T_\pm = \sum_\alpha (\Omega_\pm^\alpha - F_\pm^\alpha)$  (defined on the entire Hilbert space) and noticing that  $[T_\pm, H] = G_\pm$ , which permits us to work in the spectral representation of the total Hamiltonian  $H$ . It follows that in the mixed spectral representation of  $H$

$$\langle E \lambda_\alpha | T_\pm | E' \lambda_\beta \rangle = \frac{\langle E \lambda_\alpha | G_\pm | E' \lambda_\beta \rangle}{E' - E \pm i \varepsilon} \quad (1)$$

where  $E, \lambda_\alpha$  are the values taken by the operators  $H, \Omega_\pm^\alpha A^\alpha \Omega_\pm^{\alpha*}$ , and  $H^\alpha, A^\alpha$  being a complete set of commuting observables in channel  $\alpha$ . Furthermore one notices that the physical scattering amplitude  ${}_\alpha \langle E \lambda_\alpha | V^\alpha \Omega_\pm^\beta | E' \lambda_\beta \rangle_\beta$  from channel  $\beta(E' \lambda_\beta)$  into channel  $\alpha(E \lambda_\alpha)$  is given by

$${}_\alpha \langle E \lambda_\alpha | V^\alpha \Omega_\pm^\beta | E' \lambda_\beta \rangle_\beta = \langle E \lambda_\alpha | G_\pm | E' \lambda_\beta \rangle. \quad (2)$$

Starting from the operator identity

$$\sum_\beta [E^\beta M E^\beta, H] = N G_+ - G_+^* N + T_+^* N G_+ - G_+^* N T_+,$$

where  $N = \sum_\beta \Omega_+^\beta M \Omega_+^{\beta*}$ , then using the orthogonality of the  $F^\alpha$  and relation (1), and finally passing to the mixed spectral representation of the  $H^\alpha$  by means of (2), one obtains for the entrance channel  $\nu$  the theorem

$$\begin{aligned} \sum_\beta \langle E \lambda_\nu | [E^\beta M E^\beta, H] | E \lambda_\nu \rangle_\nu &= 2 \pi i \sum_\beta \int dE' d\lambda_\beta (M'^\beta - M^\nu) \delta(E - E') \\ &\times | {}_\beta \langle E' \lambda_\beta | V^\beta \Omega_+^\nu | E \lambda_\nu \rangle_\nu |^2 \end{aligned}$$

where  $M^\alpha$  is the value of  $M$  in channel  $\alpha(E \lambda_\alpha)$ .

For a simple scattering system one can use the spectral representation of  $H_0$  from the beginning to obtain

$$\langle \mathbf{k} | \Omega_+^* [M, V] \Omega_+ | \mathbf{k} \rangle \equiv \int d^3 x \psi_+^*(x) [M, V] \psi_+(x) = \int [M(\mathbf{k}') - M(\mathbf{k})] d\sigma(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}').$$

#### Reference

- [1] J. M. JAUCH, *Helv. phys. Acta* 31, 661 (1958).

### Sur les morphismes des systèmes de propositions généralisés

par C. PIRON<sup>1)</sup>

(Institut de Physique Théorique, Université de Genève)

Un système de propositions généralisé  $\tau$  est un treillis complet, orthocomplémenté et faiblement modulaire. C'est par exemple le treillis des projecteurs d'une algèbre de von Neumann. Un morphisme  $\mu$  de  $\tau_1$  dans  $\tau_2$  est une application de  $\tau_1$  dans  $\tau_2$  qui respecte l'union, l'intersection et la relation de compatibilité (de commutativité des projecteurs). Si  $\phi_1$  est l'élément minimal de  $\tau_1$  posons  $\mu(\phi_1) = \phi_\mu \in \tau_2$ . Le noyau  $\mu^{-1}(\phi_\mu)$  est un idéal  $J$  de  $\tau_1$ , c'est à dire que

$$a_i \in J \rightarrow \bigcup_i a_i \in J \tag{1}$$

$$a \in J \text{ et } x \in \tau_1 \rightarrow (a \cup x') \cap x \in J. \tag{2}$$

On peut alors définir le treillis quotient  $\tau_1/J$  en considérant, pour  $x, y$ , l'équivalence donnée par:

$$\exists a \text{ et } b \in J \text{ telle que } x \cup a = y \cup b.$$

$\tau_1/J$  est un système de propositions généralisé isomorphe à  $\mu(\tau_1)$ , sous système de  $\tau_2$ . Réciproquement si  $J$  est un idéal et si  $\tau_1/J$  est isomorphe à un sous système de  $\tau_2$ , alors il existe un morphisme de  $\tau_1$  dans  $\tau_2$ .

---

<sup>1)</sup> Subventionné par le Fonds National Suisse pour la recherche scientifique.