

# Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in St.Gallen, vom 3. und 4. Oktober 1969

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **42 (1969)**

Heft 7-8

PDF erstellt am: **08.08.2024**

## **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 St. Gallen, vom 3. und 4. Oktober 1969

Präsident: Dr. P. DE HALLER, Winterthur

Vizepräsident: Prof. Dr. E. HEER, Genf

Sekretär: Prof. Dr. E. KNEUBÜHL

Vorstandsmitglieder: Prof. Dr. E. BALDINGER, Basel

Prof. Dr. H. SCHNEIDER, Fribourg

### Administrativer Teil

#### 1. Mitglieder

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen:

P. AFFOLTER (Unterehrendingen), R. FLÜKIGER (Genève), G. HERZIGER (Bern),  
E. KALDIS (Zürich), P. SPITZLI (Genève), J. STANDENMANN (Genève), B. WEISS  
(Zürich), P. WINIGER (Fribourg).

Damit zählt die Gesellschaft 867 Mitglieder.

#### 2. Administrative Sitzung

An der administrativen Sitzung der SPG vom 4. Oktober 1959 wurde beschlossen, den jährlichen Beitrag der SPG an die Reisespesen ihrer Delegierten auf Fr. 2000.– zu beschränken. Auf Beschluss des gesamten SPG-Vorstandes darf jedoch dieser Betrag überschritten werden.

Prof. Dr. H. SCHNEIDER berichtete ausführlich über das Problem der Eingliederung der Helvetica Physica Acta als Europhysics Journal, Dr. P. DE HALLER und Prof. Dr. F. KNEUBÜHL über die Beziehungen Industrie/SPG und die Stellenvermittlung der SPG.

#### 3. Nächste Tagung

Die Frühjahrestagung 1970 der SPG findet am 1. und 2. Mai in Luzern statt.

## Allgemeine und angewandte Physik

### Une expérience magnétique concernant la question de la supraconductivité dans des macromolécules d'ADN

par P. DONZE, M. PETER

(Institut de Physique de la matière condensée, Université de Genève),

B. HIRT

(Institut Suisse de Recherches Expérimentales sur le Cancer, Lausanne)

et W. LITTLE

(Department of Physics, Stanford University, California)

L'idée de F. LONDON (1950) suggérant la possibilité d'un état supraconducteur dans certaines molécules organiques a été examinée par LITTLE (1964) dans le cadre de la théorie microscopique de B.C.S. (1957). La présence de paires d'électrons est essentielle pour le phénomène de la supraconductivité et s'explique dans un métal par une interaction électrons-phonons se soldant par une attraction effective entre électrons. Le déplacement d'un électron déforme le réseau métallique de telle manière qu'un second électron est effectivement attiré dans le sillage du complexe «électron-déformation du réseau». La condition de formation de telles paires de superélectrons est réalisable dans une macromolécule organique [1]. Les électrons de conduction évoluent dans une épine linéaire flanquée périodiquement de molécules latérales hautement polarisables grâce à un transfert d'électrons. Le point capital est que le milieu polarisable est constitué précisément par les électrons (de masse  $m$ ) des molécules latérales, et non par les ions (de masse  $M \approx 100\,000 m$ ) d'un réseau métallique déformable. Par analogie avec l'effet isotopique dans un métal supraconducteur où la température critique (de l'ordre de  $1^\circ\text{K}$ ) est approximativement proportionnelle à  $M^{1/2}$ , on peut estimer une température de transition de l'ordre de  $300^\circ\text{K}$  pour un supraconducteur organique.

L'existence possible de tels composés organiques supraconducteurs à la température ambiante ordinaire est extrêmement intéressante. D'un point de vue biologique la grande cohérence de l'état supraconducteur pourrait éventuellement expliquer les propriétés remarquables de stabilité et de reproductibilité de l'information contenue dans les macromolécules génétiques. D'un point de vue technologique la valeur élevée prédite pour leur température critique justifie les recherches en cours pour synthétiser des polymères supraconducteurs aux applications industrielles rentables. Un nombre important de publications théoriques (d'ordre physique ou chimique) confirment ou infirment le travail de Little, mais aucune expérience à ce sujet n'a été réalisée

jusqu'à présent. Une expérience magnétostatique mettant en évidence l'important diamagnétisme dû aux courants supraconducteurs induits par un champ magnétique semble réalisable dans le cas de macromolécules plus ou moins annulaires. Il existe un type d'acide desoxyribonucléique (ADN) sous une telle forme en boucles: l'ADN Polyoma. Extrait d'un virus de mammifères, c'est le plus petit ADN connu avec un poids moléculaire de seulement  $3 \cdot 10^6$ . Par observation au microscope électronique on a pu estimer ses dimensions: en moyenne un périmètre  $P$  d'environ  $1,5 \mu$ . Des expériences plus récentes ont révélé qu'en fait la moitié de l'ADN Polyoma se présente sous la forme d'anneaux, et l'autre moitié sous la forme de vrilles.

L'ADN est le support du code génétique de tous les êtres vivants. Une macromolécule d'acide nucléique est structurée selon la fameuse «double hélice» de Watson et Crick. Des molécules de desoxyribophosphate [sucre + phosphate] constituent deux chaînes robustes grâce à des liaisons covalentes. A chacun des sucres est branchée l'une des quatre bases azotées: adénine A, thymine T, guanine G et cytosine C. Diverses règles d'association très strictes exigent la formation de paires A-T ou C-G à liaisons hydrogène faibles, et créent ainsi des ponts entre les deux chaînes. Par le jeu d'une architecture subtile le filament d'ADN a un diamètre extérieur de  $22 \text{ \AA}$  et entre ses deux brins hélicoïdaux les paires de bases azotées s'empilent avec une constante réticulaire de  $3,4 \text{ \AA}$ . Dans le modèle supraconducteur d'un tel polymère les électrons de conduction circulent le long des chaînes sucre-phosphate et les bases azotées avec leur nuage d'électrons mobiles remplissent la fonction des molécules latérales polarisables.

Nous avons donc mesuré la susceptibilité magnétique d'un spécimen contenant  $15 \mu\text{g}$  d'ADN Polyoma (environ  $N \approx 3 \cdot 10^{12}$  molécules) dilués dans  $10 \text{ mg}$  d'eau, plus exactement une solution tampon avec  $1,5\%$  molaire de phosphates. Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un appareillage classique en déterminant la force exercée sur l'échantillon par un champ magnétique non-uniforme avec  $H \, dH/dy$  constant. La substance scellée dans une petite ampoule de quartz coiffée d'un bouchon de teflon enduit de graisse à vide, était gelée pour éviter que les boucles éventuellement supraconductrices ne s'orientent dans le champ extérieur. La contribution du contenant a été au préalable soigneusement contrôlée; de même la solution tampon a été mesurée en l'absence d'ADN et s'est révélée être d'un diamagnétisme comparable à celui de l'eau distillée, soit  $\chi_{\text{H}_2\text{O}}^g = -0,72 \cdot 10^{-6} \text{ uem/g}$  à  $2\%$  près, précision de nos mesures pour de telles quantités liquides.

Avant de préciser que nous n'avons détecté aucune contribution diamagnétique pour l'ADN de notre échantillon, nous pouvons estimer la susceptibilité d'une macromolécule d'ADN à l'état supraconducteur, avec évaluation numérique. Supposons la première équation de London valable pour la densité de courant dans l'anneau supraconducteur:  $j_s = -A/cA$ :  $A$  est le potentiel vectoriel et  $\lambda = 4 \pi \lambda_L^2/c^2$  est le paramètre caractéristique. La profondeur de pénétration est donnée par la condition de Pippard  $\lambda^2 = \lambda_L^2(\xi_0/l)$  où la longueur de cohérence est plus grande que le libre parcours moyen ( $\xi_0 \gg l$ ). Dans le cas de London  $\lambda_L^2 = m c^2/4 \pi n_s e^2$ , où  $n_s$  est le nombre de superélectrons. Avec l'énergie cinétique  $E = 1/2 A j_s^2 = 1/2 A^2/c^2 A$ : et avec la condition de flux donnant la relation entre  $A$  et le champ  $H$ :  $A^2 = H^2 \cdot (S/P)^2$  où  $P$  est le périmètre et  $S$  la surface d'une molécule, nous pouvons calculer la susceptibilité  $\chi = -H^{-1} \cdot (\partial E/\partial H)$  par molécule d'ADN:  $\chi_{\text{ADN}}^m = -(n_s e^2/m c^2) (l/\xi_0) (S/P)^2$ . Nous



pouvons estimer:  $n_s \approx 0,5 \cdot 10^4$  superélectrons/molécule avec 1 électron/3,4 Å et  $P \approx 1,5 \cdot 10^{-4}$  cm; et  $l/\xi_0 \approx 3 \text{ Å}/100 \text{ Å} \approx 3 \cdot 10^{-2}$ .  $e^2/mc^2 = 2,8 \cdot 10^{-13}$  cm est le rayon classique de l'électron. Dans le cas d'une molécule circulaire  $S \approx 0,2 \cdot 10^{-8}$  cm<sup>2</sup> et  $(S/P)^2 \approx 2 \cdot 10^{-10}$  cm<sup>2</sup>. D'où  $\chi_{\text{ADN}}^m \approx -10^{-20}$  uem/molécule. Dans notre expérience la force mesurée est proportionnelle à la susceptibilité selon la relation de Faraday-Curie  $F = (f_{\text{H}_2\text{O}} + f_{\text{ADN}}) \cdot H \, dH/dy$ , avec  $f_{\text{H}_2\text{O}} = \chi_{\text{H}_2\text{O}}^g \cdot m_{\text{H}_2\text{O}} = -0,72 \cdot 10^{-8}$  uem  $\equiv 100\%$  et  $f_{\text{ADN}} = \chi_{\text{ADN}}^g \cdot m_{\text{ADN}} = \chi_{\text{ADN}}^m \cdot (N/20) \approx -10^{-20} \cdot 1,5 \cdot 10^{11}$  uem  $\approx 20\%$ ; le facteur  $(N/20)$  reflète le fait que dans notre échantillon d'ADN 1/2 seulement des  $N$  molécules se trouve sous forme de boucles, et que 1/3 de leur surface est projeté en moyenne dans le plan perpendiculaire au champ appliqué. Ainsi nous aurions dû mesurer un diamagnétisme renforcé par un effet d'environ 20%, témoignant de la présence de courants supraconducteurs dans les macromolécules d'ADN. Mais en fait entre 78 et 270°K et pour des champs de 1,5 à 16,5 kOe nous n'avons décelé aucune anomalie dans nos échantillons contenant de l'ADN Polyoma par rapport au comportement magnétique de spécimens sans ADN. D'autres restrictions peuvent être apportées à notre estimation quantitative. Si les molécules ne sont pas rigoureusement de forme circulaire mais allongée,  $S$  peut être réduite. Eventuellement la masse effective des superélectrons peut être supérieure à la masse  $m$  de l'électron libre. En outre  $n_s$  peut avoir été surestimé. L'effet observable se trouve alors rapidement réduit vers une valeur atteignant la limite de notre sensibilité expérimentale.

#### Bibliographie

[1] W. A. LITTLE, Phys. Rev. 134, A1416 (1964).

### Rechenmethode zur Analyse von Halbleiterspektren

von P. WINIGER<sup>1)</sup>, O. HUBER und J. HALTER<sup>1)</sup>

(Physikalisches Institut der Universität Fribourg, Schweiz)

Bei der Analyse unbekannter Nuklidgemische (z. B. Spaltfragmentgemische), wie sie im Rahmen der Radioaktivitätsüberwachung auftreten, bietet die  $\gamma$ -Spektroskopie gegenüber andern Methoden wesentliche Vorteile. Sie erlaubt die zerstörungsfreie Analyse grossvolumiger Proben mit relativ schwacher  $\gamma$ -Strahlungsintensität und gestattet bei genügend hoher Energieauflösung die gleichzeitige Bestimmung vieler Nuklide.

Gegenüber NaI-Kristallen erfordert die Anwendung selbst von kleinen Ge(Li)-Dioden dank der weitaus besseren Energieauflösung zwar immer noch etwas höhere Probenintensitäten, bzw. längere Messzeiten [1], bietet aber hochaufgelöste Spektren, welche sich zur automatischen Analyse auch auf kleineren Rechenanlagen bestens eignen.

<sup>1)</sup> Eidg. Kommission zur Überwachung der Radioaktivität.

Unsere Messeinrichtung besteht aus einer Ge(Li)-Planardiode von  $21,5 \times 18 \times 8 \text{ mm}^3$ , einem Vorverstärker Tennelec 202 BLR und einem Nuclear Data 4096-Kanal-Analysator. Die Energieauflösung von Detektor und Elektronik zusammen erreichte Werte um 2,1 keV bei der 1332 keV  $\gamma$ -Linie von Co-60. Als automatische Datenausgänge stehen ein Präzisionsplotter Houston, eine Schreibmaschine und ein Kartenlocher IBM 26 zur Verfügung.

Von einem Auswertungsprogramm wird die Bestimmung der Aktivitätskomponenten und die Durchführung von Zeitkorrekturen usw. verlangt; bei Spaltfragmenten auch der Vergleich der Aktivitäten mit jenen von normalen Spaltfragmentgemischen. Die dazu benötigte INPUT-Information besteht aus drei Gruppen und wird wie folgt dargestellt:

1. Vier Leitkarten: eine Probenleitkarte mit Nummer und Bezeichnung des Spektrums, Mess- und Bezugsdatum, Bezeichnung des Detektors, Ort und Zeit der Probenahme; eine Steuerkarte mit unterer und oberer Grenze des Spektrums, approximativer Linienbreite und weiteren Angaben zur technischen Steuerung des Programms; eine Energieeichkarte mit max. acht  $\gamma$ -Energien geeigneter Linien; eine Kanal-Eichkarte mit den entsprechenden Kanalnummern der Maxima jener Linien.

2. Gemessenes Spektrum (auf Karten automatisch gelocht): diese Karten tragen die Erkennungsnummer des Spektrums, die Zählraten von je zehn Kanälen und die Kanalnummer des je ersten Kanals; die Messdauer befindet sich im Kanal eins des Analysators.

3. Katalog der Gamma-Linien in Lochkarteiform: er enthält pro Karte die Bezeichnung eines Isotops, seine Halbwertszeit, gegebenenfalls seine Spaltausbeuten von üblichen Spaltmaterialien, die Energie und Intensität eines  $\gamma$ -Übergangs und die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors bei dieser Energie.

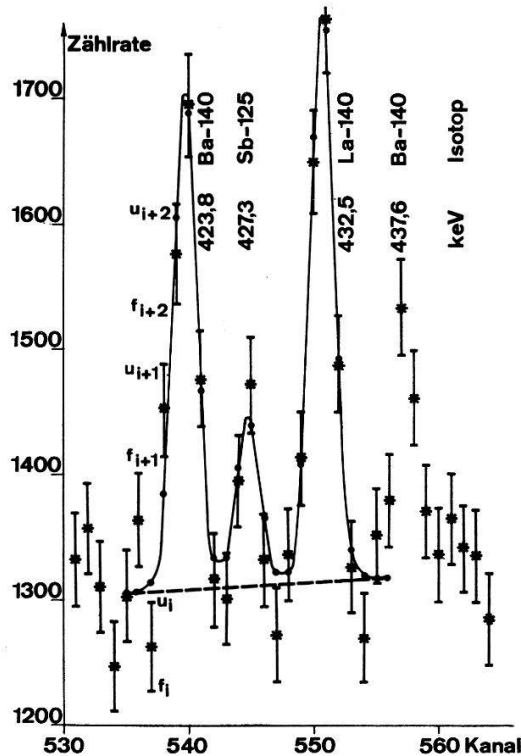
Die zweckentsprechenden Operationen mit diesen Daten wickeln sich in folgender Sequenz ab:

a) Nach dem Einlesen der Datengruppen 1 und 2 erfolgt die grobe Ortung der Linien: Wenn die Differenz der Zählraten aufeinanderfolgender Kanäle zweimal die einfache statistische Streuung überschreitet, so ist die Flanke einer Linie gefunden. In der Figur sind obere und untere Grenzen  $u_i, u_{i+1}, u_{i+2}$  bzw.  $f_i, f_{i+1}, f_{i+2}$ , welche positive Differenzen  $f_{i+1} - u_i$  und  $f_{i+2} - u_{i+1}$  ergeben, eingetragen. Der Kanal des Maximums (in unserem Beispiel  $i + 3 = 540$ ) wird gespeichert.

b) Gemäss der Methode der kleinsten Quadrate werden Spektralsegmente, welche eine oder mehrere geortete Linien enthalten, mit einer entsprechenden Anzahl Gausscher Verteilungen und einer Geraden als Untergrund approximiert. Dazu werden Anfangswerte der Funktionsparameter benötigt: die ungefähre Peakposition ist aus der Ortung bekannt, das Maximum einer Linie aus dem Spektrum, die Linienbreite wird über einen Spektralbereich von einigen hundert keV als Konstante vorgegeben und die zwei Parameter der Geraden werden aus den Intervallgrenzen des Spektral-segments bestimmt. Diese Funktionsparameter werden iterativ korrigiert. Die Figur zeigt als Beispiel die viermal iterierte Approximationsfunktion eines Spektral-segments bei minimaler Anzahl Messpunkte pro Linie; es umfasst eine der intensitäts-

mässig schwächsten Liniengruppe im gemessenen Spektrum eines Spaltfragmentgemischs (Luftfilterprobe); die Gerade des Untergrunds ist gestrichelt eingetragen. Zu jeder verarbeiteten Linie wird die Peakposition, die Intensität und die Halbwertsbreite gespeichert.

c) Die Energien der Linien werden mittels der oben erwähnten Energieeichdaten linear interpoliert. Dazu ist eine vorgängige Identifizierung der iterierten Peakpositionen der Eichlinien erforderlich.



d) Zur Identifizierung der gemessenen  $\gamma$ -Linien werden deren Energien mit den Energiewerten eines geeigneten Katalogs verglichen (dieser kann – wie in unserm Fall – in Form einer Lochkartei sukzessiv gelesen werden, oder von Magnetband oder Plattenspeicher abgerufen werden). Stimmen beide Werte innerhalb einer bestimmten Marge überein, so werden die übrigen Angaben der Katalogkarte ins Programm übernommen. Dies erlaubt die Bestimmung der Aktivität eines entsprechenden Isotops auf Grund der Intensität einer identifizierten Linie und den Aktivitätsvergleich mit normalen Spaltfragmentgemischen. Zur Ermittlung der Zeitdifferenz zwischen zwei Kalenderdaten ist eine Routine eingebaut, welche die Ausführung der Zeitkorrektur gestattet.

Diese Analysenmethode wurde an Testmessungen bekannter Isotope geprüft und auf Spektren junger Falloutproben und Proben fraktionierter Spaltfragmente mit Erfolg angewendet.

#### Literatur

- [1] P. WINIGER, O. HUBER und J. HALTER, *Helv. phys. Acta* 41, 645 (1968).

## Kernphysik

### Une mesure du pouvoir d'analyse du $C^{12}$ pour des protons ayant une énergie de diffusion comprise entre 180 et 270 MeV avec un polarimètre à chambres à étincelles

par J.-F. RENEVEY<sup>1)</sup> et E. HEER

(Laboratoire de Physique nucléaire expérimentale de l'Université, Genève)

Cette expérience, faite au synchrocyclotron du CERN, est décrite en détail dans [1].

Les résultats obtenus sont tout d'abord relatifs à la détermination de l'énergie des protons, en mesurant leur parcours dans des chambres à étincelles. Nous avons constaté en effet, lors de la calibration du faisceau incident en énergie, qu'un nombre assez élevé de protons n'avaient pas un parcours  $R_0$  correspondant à leur énergie nominale  $E_0$ .

La mise en évidence d'un tel phénomène, dû essentiellement à l'absorption nucléaire, est propre à l'emploi de chambres à étincelles. Dans de nombreuses expériences, les chambres sont déclenchées sans qu'il ait été possible de s'assurer que le proton avait un parcours correct.

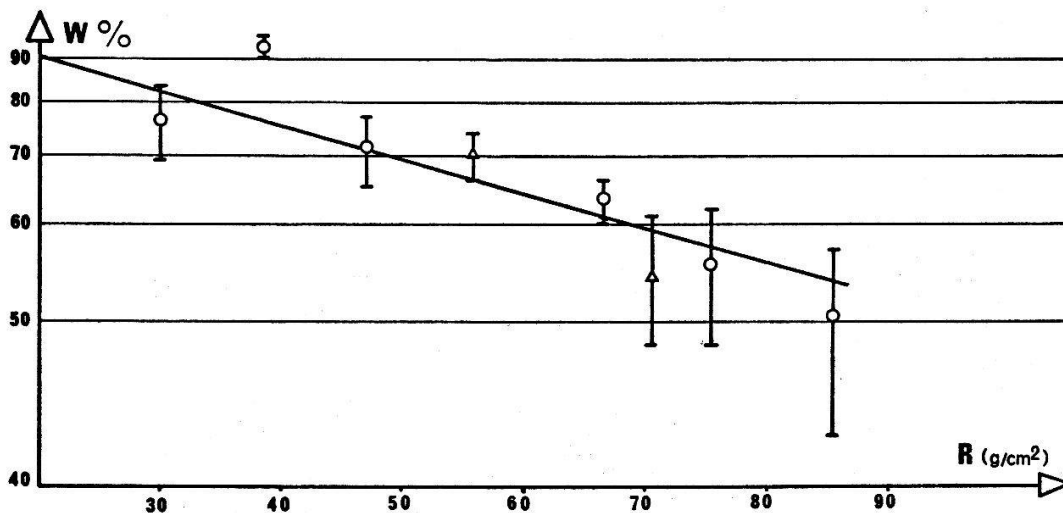


Figure 1

Courbe donnant  $W = f(R_0)$ .

Nous avons étudié cet effet pour différentes énergies incidentes. La Figure 1 montre le rapport  $W = (N(R_0 \pm 2\sigma)/N_0)$ , où  $N(R_0 \pm 2\sigma)$  est le nombre de protons

<sup>1)</sup> Actuellement: au centre cantonal d'informatique, Genève.

entre  $(R_0 - 2\sigma)$  et  $(R_0 + 2\sigma)$ ,  $R_0$  étant le parcours correspondant à l'énergie nominale  $E_0$ ,  $\sigma$  l'écart quadratique moyen sur  $R_0$  et  $N_0$  le nombre total de protons enregistrés pour l'énergie considérée.  $W$  donne la fraction de protons ayant le parcours «correct».

L'énergie après diffusion étant déterminée selon les relations «parcours-énergie», il faut donc s'attendre à ce qu'une erreur s'introduise dans la détermination de cette énergie. Il s'en suit que des diffusions seront classées comme inélastiques, bien qu'en fait, elles ne le sont pas; avec le type d'appareillage utilisé, elles seront indiscernables des diffusions vraiment inélastiques. Cela explique que le pouvoir d'analyse pour de grandes inélasticités ne soit pas nul, comme la théorie le prévoit.

Les résultats de la mesure du pouvoir d'analyse  $A(\theta)$ , pour une énergie moyenne de diffusion de 210 MeV sont donnés par la Figure 2.

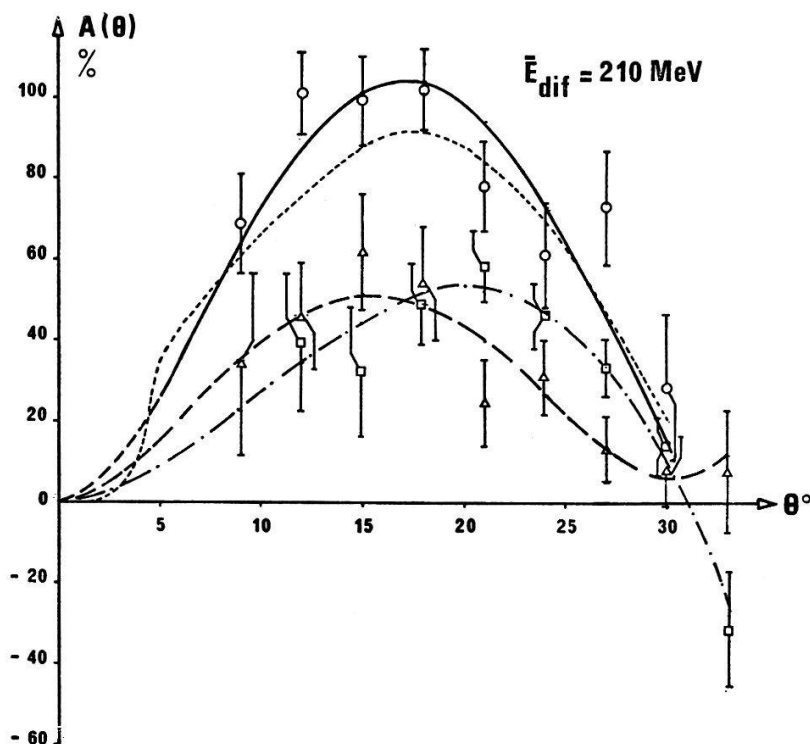


Figure 2

$A = f(\theta)$  pour  $E_{dif} = 210$  MeV courbes différentielles selon inélasticité.

○ ———  $-10 \leq \Delta E < 10$  MeV,  $\Delta$  - - -  $-10 \leq \Delta E < 30$  MeV,  $\square$  - · - ·  $-30 \leq \Delta E < 50$  MeV,  
 - - - - - selon référence [2].

Nous avons choisi de donner les résultats, non pas selon des valeurs intégrales de l'inélasticité, mais selon des valeurs différentielles. Avec des chambres à étincelles, chaque événement étant «individualisé», il faut lui donner la valeur du pouvoir d'analyse correspondant à l'inélasticité mesurée.

On constate que les deux courbes relatives aux événements inélastiques  $\Delta E < 30$  MeV, et très inélastiques  $\Delta E < 50$  MeV, ne s'applatissent pas vers la valeur  $A(\theta) = 0$ , mais présentent des valeurs non négligeables du pouvoir d'analyse. Le même phénomène se produit par les autres énergies de diffusion. Voir [1].

Les résultats obtenus lors de cette expérience permettent d'utiliser, pour des mesures de polarisation de protons, des événements présentant en apparence une

certaine inélasticité, mais qui peuvent contribuer cependant à la détermination du résultat cherché.

*Bibliographie*

- [1] J.-F. RENEVEY, A. GAUTSCHI, E. HEER, M. METCALF, C. REVILLARD, Arch. Sci. (Genève) 23/1 (1970).
- [2] V. Z. PETERSON, UCRL 10622 (non publié).

**Etude expérimentale de réactions ( $n, \alpha$ ) à 14 MeV**

par J.-F. LOUDE, J.-P. PERROUD et CH. SELLEM

(Institut de Physique nucléaire de l'Université de Lausanne)

Un dispositif expérimental destiné à la mesure des sections efficaces différentielles ( $n, \alpha$ ) à  $E_n = 14,1$  MeV a été construit; une description détaillée en paraîtra prochainement.

Une chambre à réaction contient:

- la source de neutrons. Les particules  $^4\text{He}$  associées à la production des neutrons dans la réaction  $T(d, n)^4\text{He}$  sont détectées par un scintillateur mince couplé à un photomultiplicateur; leur comptage permet une détermination précise du flux de neutrons; il leur correspond un faisceau de neutrons.
- la cible mince du nuclide étudié.
- un télescope pour la détection des particules  $\alpha$ , composé de deux compteurs proportionnels et d'un détecteur semi-conducteur.

Le semicteur donne l'énergie restante  $E'$  de la particule  $\alpha$  détectée, les deux compteurs proportionnels deux pertes d'énergie  $\Delta E_1$  et  $\Delta E_2$ ; de plus, le temps de vol  $\Delta t$  entre scintillateur et semicteur est mesuré, avec un temps de résolution inférieur à 2 ns à mi-hauteur pour  $E' > 6$  MeV. Après conversion analogique-numérique, ces

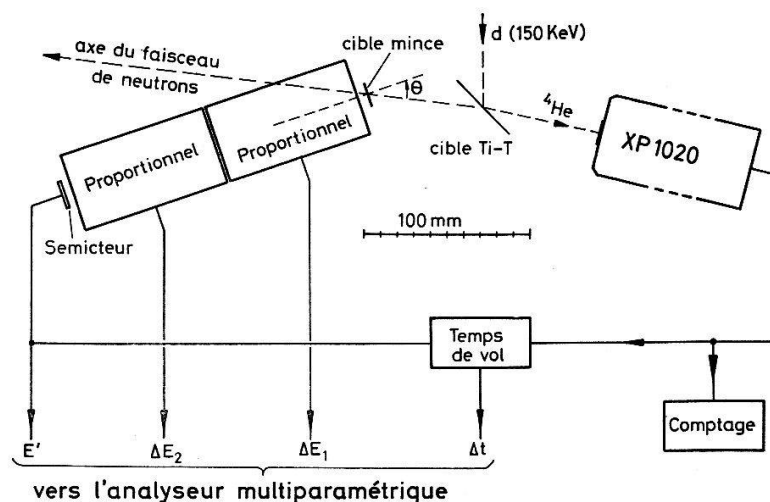


Figure 1

Dispositif expérimental; la géométrie de détection est représentée à l'échelle; la porte de l'analyseur multiparamétrique est ouverte par une coïncidence entre les signaux  $E'$ ,  $\Delta E_2$ ,  $\Delta E_1$  et  $\Delta t$ .



quatre données sont inscrites sur bande perforée, en vue d'une analyse tétraparamétrique en temps différé.

La figure 2 représente les spectres d'énergie restante obtenus avec le télescope à  $\theta = 0^\circ$ :

- 1° avec une cible de  $^{12}\text{C}$  de  $416 \mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ .
- 2° bruit de fond sans cible; grâce au temps de vol, les réactions  $^{\text{nat}}\text{Si}(n, \alpha)$  ne contribuent pas au bruit de fond.
- 3° spectre final d'énergie restante après soustraction du bruit de fond; la position calculée des pics correspondant au niveau fondamental et aux niveaux excités du  $^9\text{Be}$  est indiquée. Ce spectre est très semblable à celui publié par BRENDLE et al. [1]. La section efficace différentielle pour  $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)^9\text{Be}^f$  au voisinage de  $0^\circ$  est:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 6,0 \pm 0,3 \text{ mb/sr pour } \cos\theta_{\text{CM}} = 0,978 \begin{matrix} + 0,022 \\ - 0,068 \end{matrix}$$

Elle est calculée à partir du nombre d'événements dans le pic  $\alpha_0$ , du comptage des particules associées et d'un facteur d'irradiation traduisant l'extension de la cible par rapport au faisceau de neutrons; ce dernier est mesuré en remplaçant la cible étudiée par une cible hydrogénée de mêmes dimensions, la section efficace  $^1\text{H}(n, p)$   $n$  étant bien connue.

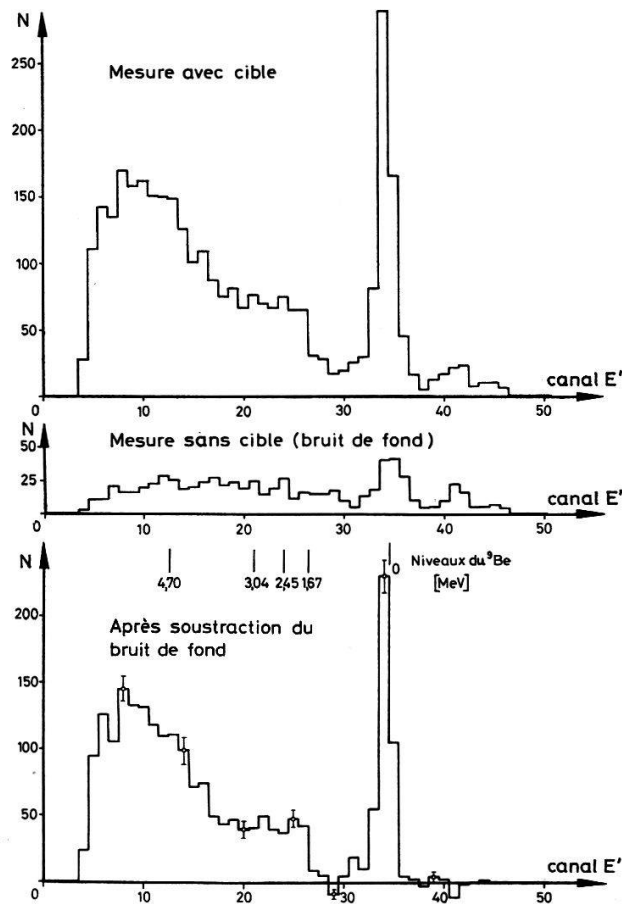


Figure 2

$^{12}\text{C}(n, \alpha)$  à  $\theta = 0^\circ$ : spectres d'énergie restante. La chute du spectre au-dessous du canal 8 est due au seuil en énergie du spectromètre.

A l'erreur statistique indiquée peut s'ajouter une erreur systématique qui ne devrait pas dépasser  $\pm 15\%$ .

La valeur trouvée est inférieure à celle déterminée par d'autres expérimentateurs [1-4]. Des mesures supplémentaires sont nécessaires pour déterminer la forme de la distribution angulaire et tenter d'expliquer le désaccord.

#### *Bibliographie*

- [1] M. BRENDLE, M. MOERIKE, G. STAUDT, G. STEIDLE, Z. Naturforsch. 23a, 1229 (1968).
- [2] R. A. AL-KITTAL and R. A. PECK, JR., Phys. Rev. 130, 1500 (1963).
- [3] M. L. CHATTERJEE and B. SEN, Nucl. Phys. 51, 583 (1964).
- [4] H. KITAZAWA and M. YAMAMURO, J. Phys. Soc. Jap. 26, 600 (1969).

### **Wirkungsquerschnitte der ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion für polarisierte Deuteronen und polarisiertes Target bei 430 keV**

VON CH. LEEMANN, H. BÜRGISSER<sup>1)</sup>, P. HUBER, U. ROHRER, H. PAETZ gen. SCHIECK<sup>2)</sup> und F. SEILER  
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Erscheint demnächst in den H.P.A.

<sup>1)</sup> Zurzeit Physics Department, University of Auckland (New Zealand).

<sup>2)</sup> Zurzeit Ohio State University, Columbus, Ohio, USA.

### **Wirkungsquerschnitt der ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion für polarisierte Deuteronen bei 430 keV**

VON CH. LEEMANN, P. HUBER, U. ROHRER, J. X. SALADIN und F. SEILER  
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

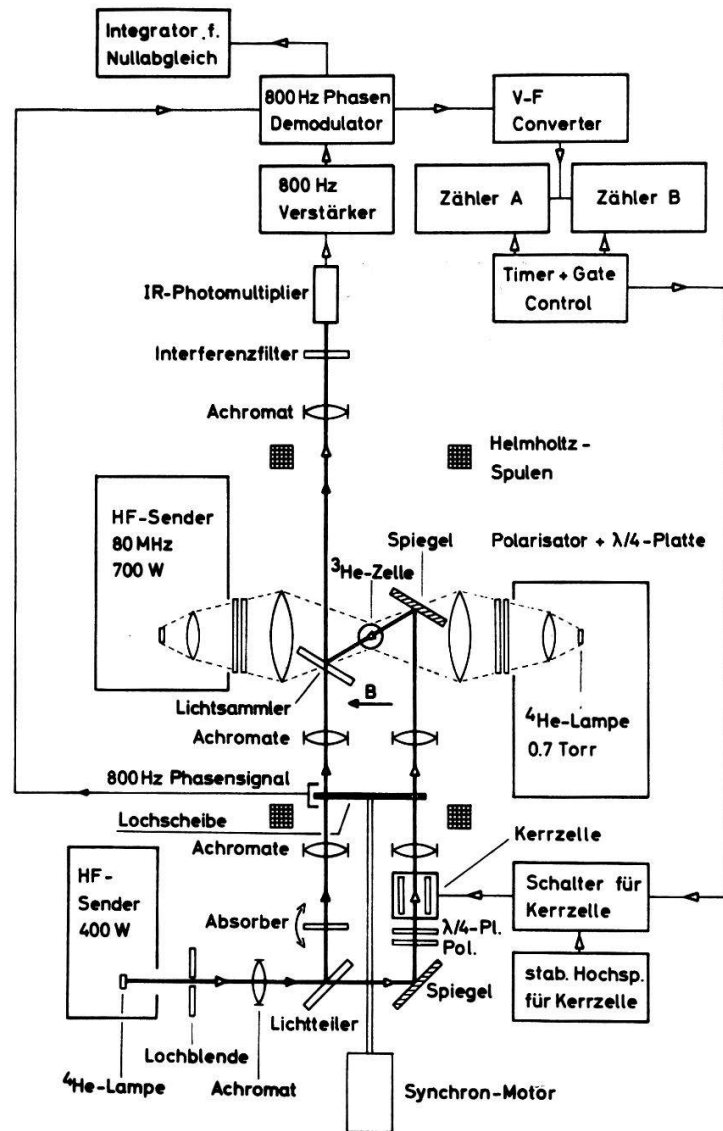
Erscheint demnächst in den H.P.A.

### **Kontinuierliche Messung der Polarisation eines ${}^3\text{He}$ -Targets mit Hilfe der optischen Methode [1, 2]**

VON P. HUBER, CH. LEEMANN, U. ROHRER und F. SEILER  
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Zur Bestimmung der Targetpolarisation wird die Absorption eines relativ zum Pumplicht intensitätsschwachen, die Targetzelle durchquerenden und abwechselnd ( $f = 0,5$  Hz) rechts bzw. links zirkular polarisierten Lichtstrahles ( $\lambda = 10830 \text{ \AA}$ ) gemessen, indem dieser mit einem die Zelle nicht durchquerenden Referenzstrahl verglichen wird. Eine rotierende Lochscheibe unterbricht wechselweise ( $f = 800$  Hz) einen der beiden Strahlen (siehe Figur). Anschliessend gelangen beide auf einen zum gemeinsamen Lichtnachweis dienenden IR-Photomultiplier (150 CVP), welcher

ein 800 Hz-Signal erzeugt, dessen Amplitude proportional der durch die metastabilen Atome der  $^3\text{He}$ -Targetzelle erzeugten Absorption der 10830 Å-Linie von  $^4\text{He}$  ist. Dieses Signal wird derart umgeformt (Lock-in Amplifier, Voltage to Frequency Converter), dass für die Messung normierte Impulse entstehen, wobei die Frequenz proportional zur Amplitude des 800 Hz-Signals ist. Für die beiden benutzten Polarisationszustände des Messlichtstrahles, welche mit Hilfe eines Zirkularpolarisators und



Im Zentrum eines Helmholtzspulenfeldes ( $B = 50$  Gauss) befindet sich die sphärische  $^3\text{He}$ -Targetzelle ( $p = 4$  Torr). Links und rechts davon sind je eine optische Pumpeinrichtung angeordnet, welche zur Erzeugung der Targetpolarisation dienen. Der Messlichtstrahl ( $\rightarrow$ ) und der Referenzstrahl ( $\rightarrow$ ) werden mit einer weiteren (gemeinsamen)  $^4\text{He}$ -Lampe erzeugt. Der Messlichtstrahl durchquert die Targetzelle unter einem Winkel von  $30^\circ$  zur Magnetfeldrichtung. Die Lochscheibe ist gegenüber den beiden Teilstrahlen so angeordnet, dass die Phasenverschiebung der beiden durch sie erzeugten 800 Hz-Signale gleich  $180^\circ$  ist. Der Absorber im Referenzstrahl ist so bemessen, dass ohne Targetzellenabsorptionssignal am Ausgang des Photomultipliers die 800 Hz-Amplitude null ist. Zur Verbesserung des S/N-Verhältnisses gelangt ein «Lock-in» System zur Verwendung. Die beiden Achromatpaare vor und nach der Lochscheibe dienen zur Verbesserung der Chopperwirkung, denn sie bewirken einen minimalen Lichtbündelquerschnitt in der Lochscheibenebene. Der 1 MHz-Sender und die beiden ringförmigen Elektroden, welche zur Erzeugung der metastabilen Atome dienen, sind aus Platzgründen in der Figur nicht eingezeichnet.

einer Kerrzelle (diese dient als ein- und ausschaltbarer  $\lambda/2$ -Verzögerer) erzeugt werden, erfolgt die Registrierung der betreffenden Frequenzen auf getrennten Zählern. Das Verhältnis der so gemessenen Zählraten ist gleich dem Verhältnis der Absorptionen für links und rechts zirkular polarisiertes Licht. Auf diese Weise erfolgt die Bestimmung der Targetpolarisation ohne Zerstörung derselben und ohne Unterbruch der kernphysikalischen Messungen. Typischer Messwert für die Targetpolarisation ist  $P = 0,20 \pm 0,01$ .

#### Literatur

- [1] F. D. COLEGROVE, L. D. SCHEARER und G. K. WALTERS, Phys. Rev. 132, 2561 (1963).  
 [2] U. ROHRER, P. HUBER, CH. LEEMANN und H. SCHIECK, Helv. phys. Acta 41, 436 (1968).

### Bestimmung der Niveaudichte-Parameter von Germanium, Holmium und Tantal

VON H. SOBOTTKA, ST. GRIMES, P. HUBER, E. MANGOLD, J. SCHACHER und R. WAGNER  
 (Physikalisches Institut der Universität Basel)

Erscheint demnächst in den H.P.A.

### Energie d'excitation et température nucléaire

par ERIC JEANNET

(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

Le but de cette communication est de regrouper et de discuter des résultats expérimentaux concernant la température nucléaire  $T$  et l'énergie d'excitation  $U$ , résultats obtenus lors de différentes irradiations.

Le modèle de noyau en gaz de Fermi conduit à une dépendance  $U \sim T^2$ ; dans le cas simplifié où l'on néglige l'interaction de Coulomb et où l'on considère un puits nucléaire rectangulaire rempli de  $A/2$  protons et  $A/2$  neutrons, le calcul conduit à la relation:

$$U = \frac{\pi^2}{4} \frac{A}{E_{max}} T^2 \simeq \frac{A}{10} T^2 \text{ pour } E_{max} \simeq 25 \text{ MeV}$$

$E_{max}$  est l'énergie maximum d'un nucléon dans le puits.

Les déterminations expérimentales de  $U$  et de  $T$  sont faites à partir de «traces noires» issues d'étoiles nucléaires produites par des collisions nucléon (ou antinucléon)-noyau à différentes énergies sur différentes cibles (voir Tableau) et détectées dans des émulsions nucléaires.

La température nucléaire  $T$  s'obtient à partir des distributions énergétiques par l'adaptation d'un spectre d'évaporation du type

$$\frac{dN}{dE} = \text{const} \frac{E - V}{T^2} e^{-(E-V)/T} \quad (1)$$

Tableau

Cible	Particule incidente	$A^1)$	$U$ (MeV)	$U/A$	$T$ (MeV)	$T_f$ (MeV)	$T_i$ (MeV)	Réf.
Cu <sup>2)</sup>	neutrons, 400 MeV	59	92	1,56	1,6	1,55	1,65	[1]
Ag <sup>2)</sup>	neutrons, 400 MeV	101	102	1,01	1,3	1,29	1,31	[1]
Ag <sup>2)</sup>	rayons cosmiques	101	146	1,45	1,7	1,29	2,24	[2]
Pt <sup>2)</sup>	neutrons, 400 MeV	187	120	0,64	1,1	0,99	1,12	[1]
Pt <sup>2)</sup>	rayons cosmiques	187	183	0,98	1,4	0,99	1,42	[2]
Au <sup>3)</sup>	neutrons, 17 MeV	198	17	0,08	0,8		0,8	[3]
émulsion	protons, 2200 MeV	74	197	2,65	5,25		5,25	[4]
émulsion	antiprotons, 2200 MeV	74	185	2,50	4,50		4,50	[5]
Ag Br <sup>4)</sup>	protons, 600 MeV	89	290	3,26	5,75		5,75	[6]

1) Nombre moyen de nucléons au début de l'évaporation.

2) Méthode du «sandwich».

3) Micelles d'Au dans l'émulsion.

4) Lot d'étoiles à plus de 6 branches noires.

où  $V$  est un paramètre caractéristique de la barrière de Coulomb ( $V = 0$  pour les neutrons). L'expression (1) rend compte du spectre d'évaporation d'une seule particule. A grande excitation, plusieurs particules sont émises et le spectre est plus compliqué. Toutefois on peut montrer, sur la base d'une théorie du refroidissement du noyau [1, 6] que le spectre global obtenu se rapproche fortement de la forme donnée par (1);  $T$  est alors un paramètre relié aux températures initiale  $T_i$  et finale  $T_f$  par

$$T \simeq \sqrt{T_i T_f} \text{ pour } T_i \lesssim 2 \text{ MeV}$$

$$T \simeq T_i \text{ pour } T_i \gtrsim 4 \text{ MeV (adaptation au voisinage du maximum du spectre)}$$

L'énergie d'excitation  $U$  au début des évaporations successives se calcule en prenant la moyenne (sur les étoiles étudiées) de la somme (sur les particules émises):

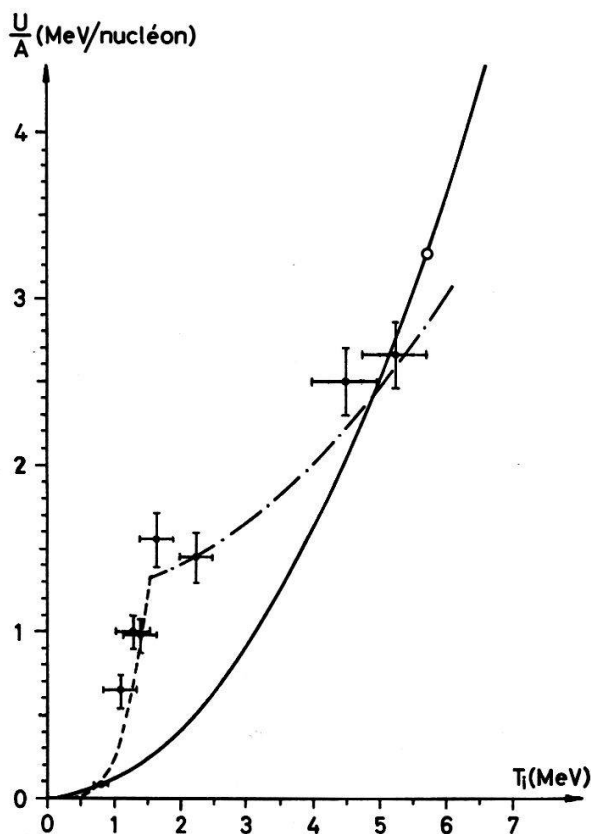
$$U = \sum_i (E_i + B_i) \quad B_i \text{ est l'énergie de liaison.}$$

Dans ce total, seules les énergies des particules chargées (protons,  $\alpha$ ) sont connues. L'énergie cinétique moyenne des neutrons est posée égale à  $2T$  conformément à la moyenne de (1) pour  $V = 0$ . Le nombre moyen de neutrons émis par étoile est calculé en imposant qu'au cours des évaporations successives les noyaux restent au fond de la «vallée de stabilité». Les énergies de liaisons  $B_i$  sont choisies dans les tables pour les noyaux stables «moyens» intervenant dans le processus d'évaporation.

Le Tableau indique les caractéristiques des points de mesure reportés dans la Figure qui représente l'énergie d'excitation par nucléon  $U/A$  en fonction de la température initiale  $T_i$ . On constate un écart important entre les points expérimentaux et la courbe  $U/A = T^2/10$  pour des températures comprises entre 1 et 2 MeV.

Il semble que l'on puisse retenir deux explications indépendantes de ce désaccord avec la loi en  $T^2$ .

1° L'existence probable de sous-structures  $\alpha$  dans le noyau conduit à une augmentation de la densité de niveaux et par suite de l'entropie et de sa dérivée par rapport à l'énergie  $dS/dU = 1/T$ ; ainsi pour une énergie donnée  $U$  la température est plus faible que lorsqu'il n'y a pas de sous-structures  $\alpha$ .



Energie d'excitation en fonction de la température initiale.

La courbe ——— représente  $U/A = T^2/10$ , la courbe - · - · -  $(U/A) - \delta = T^2/20$  avec  $\delta = 1,2$  MeV et la courbe - - - -  $U/A = 0,25 T^4$ . Le point à  $T_i = 5,75$  MeV résulte d'un calcul de l'énergie d'excitation  $U$  [6].

2° L'effet de couplage des nucléons par paires contribue à augmenter l'énergie de liaison du noyau qui se comporte comme un supraconducteur au-dessous d'une certaine température critique  $T_c$ . Ce n'est donc qu'au-dessus de  $T_c$ , lorsque l'énergie de paire est compensée par l'excitation que le noyau se comporte comme un gaz de fermions. Il s'ensuit que la relation entre  $U$  et  $T$  devrait être de la forme

$$\left(\frac{U}{A} - \delta\right) \sim T^2.$$

Si cette explication était correcte,  $\delta$  serait égal à  $\approx 1,2$  MeV/nucléon, le facteur de proportionnalité  $\sim 1/20$  (correspondant à  $E_{max} \simeq 50$  MeV) et la température critique voisine de 1,5 MeV. De plus, pour  $T < T_c$ , on aurait  $U/A \simeq 0,25 T^4$ .

Nous remercions notre collègue P. HUGUENIN de l'intérêt qu'il a porté à cette étude. Ce travail a bénéficié de l'aide du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

#### Bibliographie

- [1] E. JEANNET, Bull. Soc. Neuch. Sci. Nat. 86, 5 (1963).
- [2] C. ZANGGER et J. ROSSEL, Helv. phys. Acta 29, 507 (1956).
- [3] R. DE TOURREIL, Travail de diplôme, Université de Neuchâtel (1961).
- [4] M. BOGDANSKI, E. JEANNET et C. METZGER, Helv. phys. Acta 42, 485 (1969).
- [5] C. METZGER, Thèse, Université de Neuchâtel (1969).
- [6] C. BOVET, Helv. phys. Acta 37, 361 (1964).



### On the Decay of $^{140}\text{Ba}$ to $^{140}\text{La}$

by J. KERN and G. MAURON

(Physics Department, University, 1700 Fribourg)

To complement informations obtained by ( $d, p$ ) and ( $n, \gamma$ ) reaction spectroscopy on the structure of  $^{140}\text{La}$ , some details of the decay of  $^{140}\text{Ba}$  have been investigated with a Ge(Li) detector. The energy of some  $\gamma$ -rays and the intensities have been determined with improved accuracy. Upper limits for the existence of transitions important to test the model describing  $^{140}\text{La}$  have been obtained.

### Gamma Decay of $3^-$ Levels in $^{140}\text{Ce}$ and $^{160}\text{Dy}$

by F. C. ROEHMER and H. J. LEISI

(Laboratory for High Energy Physics, Federal Institute of Technology, Zürich, Switzerland)

We have searched for the E3 ground state transitions from the 2464.4 keV ( $3^-$ ) level in  $^{140}\text{Ce}$  [1] and the 1286.8 keV ( $3^-^{(1)}$ ) and 1399.0 keV ( $3^-^{(2)}$ ) levels in  $^{160}\text{Dy}$  [2]. The sources of  $^{140}\text{La}$  and  $^{160}\text{Tb}$  were produced by neutron capture in the reactor DIORIT at EIR, Würenlingen, Switzerland. The gamma spectra were measured with a 40 cm<sup>3</sup> coaxial Ge(Li) detector, a Tennelec TC 200 amplifier and a Tennelec TC 250 biased amplifier. The digitally stabilized spectra were recorded with a 400 channel pulse-height analyser. The sources were automatically removed every 40 min in order to measure the background.

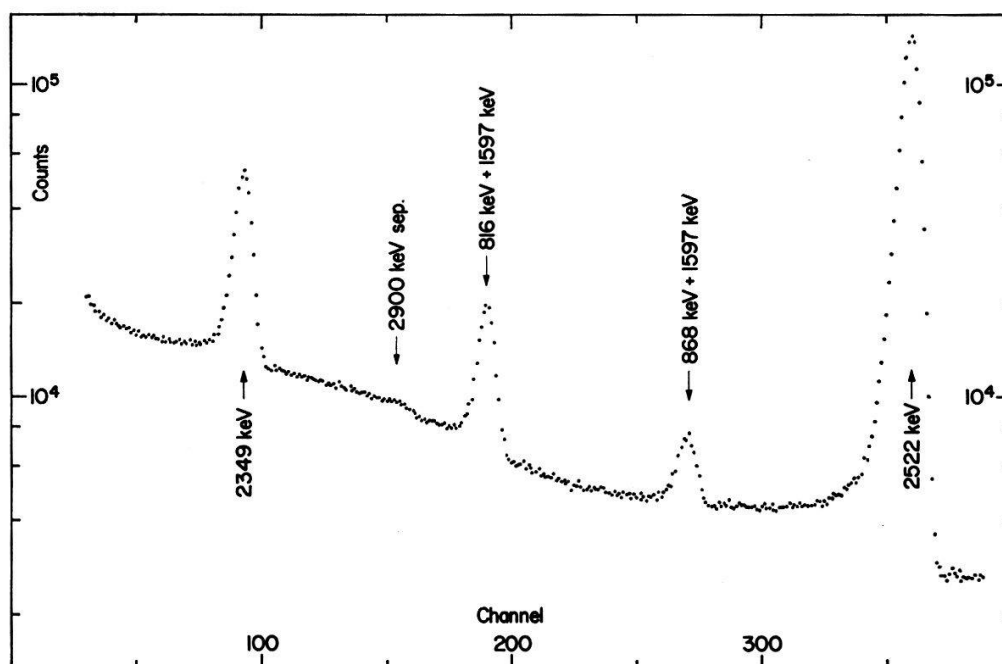


Figure 1

Partial gamma spectrum of  $^{140}\text{Ce}$  showing the sum peak of the  $3^- \rightarrow 2^{+(1)} \rightarrow 0^+$  cascade. Distance from source to detector front face 11.5 mm. Absorber: 2.5 mm of lucite, 0.25 mm of Al.

The identification of the E3 transition was attempted by comparing the position of the observed peak with the position of the sum-peak corresponding to the cascade transitions  $3^- \rightarrow 2^{+(1)} \rightarrow 0^+$  [ $2^{+(1)}$  refers to the first  $2^+$  state]. The sum-peak was observed with a weaker source placed close to the front face of the detector.

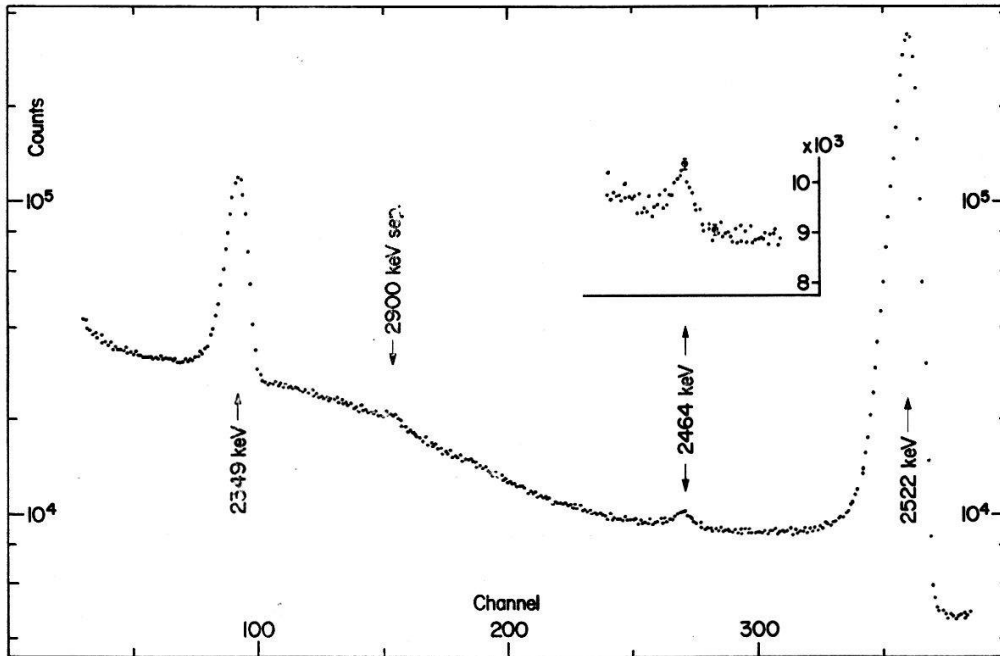


Figure 2

Partial gamma spectrum of  $^{140}\text{Ce}$  showing the  $3^- \rightarrow 0^+$  transition. Distance from source to detector front face ranging from 48 to 82 cm. Absorber: 32.5 mm of lucite, 4 mm of lead, 2 mm of tin, 0.25 mm of Al.

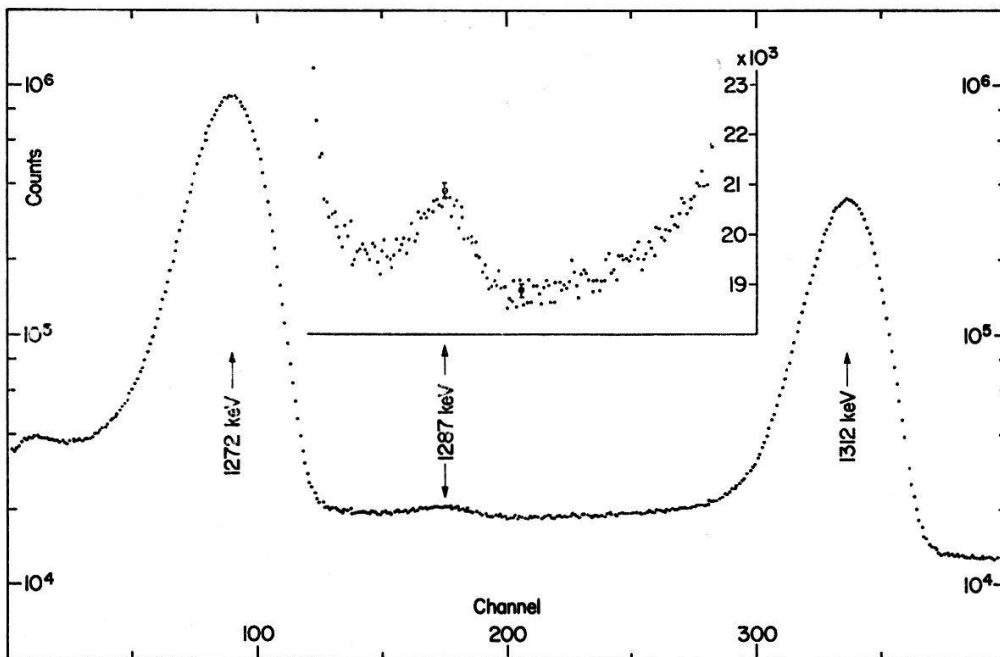


Figure 3

Partial gamma spectrum of  $^{160}\text{Dy}$  showing the  $3^{-(1)} \rightarrow 0^+$  transition. Distance from source to detector front face 17.0 cm. Absorber: 32.5 mm of lucite, 8 mm of lead, 2 mm of tin, 0.25 mm of Al.

counting rates of both sources were equal within 10% in order to minimize count-rate effects. An example of a spectrum with a  $3^- \rightarrow 2^{+(1)} \rightarrow 0^+$  sum-peak is shown in Figure 1. Figures 2–4 show the gamma spectra of  $^{140}\text{Ce}$  and  $^{160}\text{Dy}$  in the energy region around the expected E3 transitions.

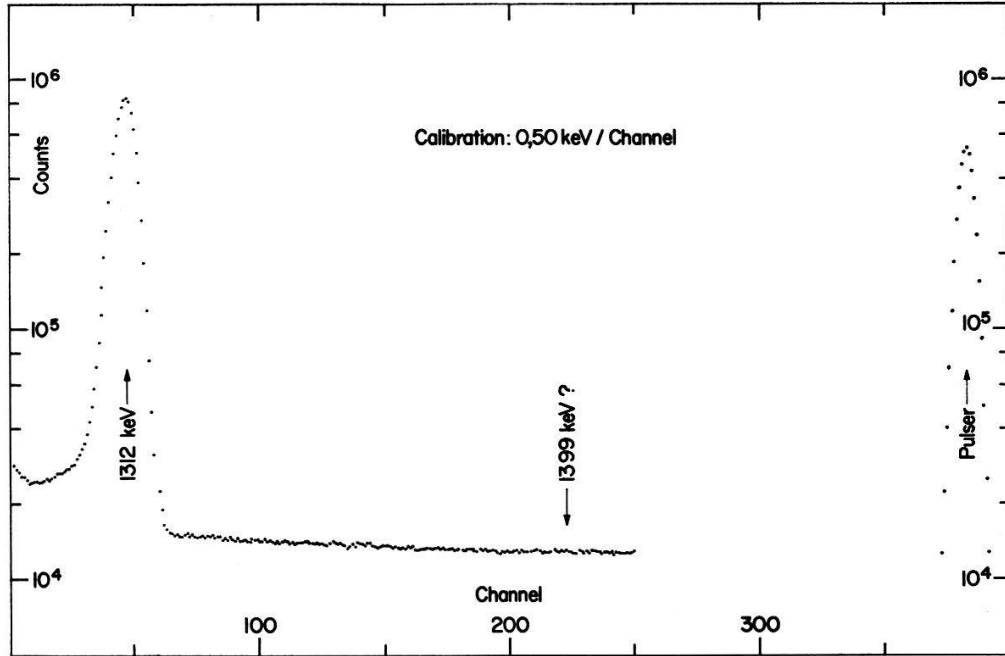


Figure 4

Partial gamma spectrum of  $^{160}\text{Dy}$  showing the region around 1399 keV. No  $3^{-(2)} \rightarrow 0^+$  transition can be seen. Distance from source to detector front face 11.5 cm. Absorber: 32.5 mm of lucite, 8 mm of lead, 2 mm of tin, 0.25 mm of Al.

The peaks were fitted to a modified Gaussian plus a polynomial distribution representing the background. The four shape parameters of the E3 peak and the sum-peak, respectively, were obtained from fitting neighbouring strong lines. Prior to the analysis the sum-peak was corrected for the contribution of the E3 peak. In all cases good fits were realized with both linear and quadratic background distributions.

The Table shows the intensity of the observed E3 transitions relative to the E1 transition  $3^- \rightarrow 2^{+(1)}$  and their energy difference  $E(\text{E3}) - E(\text{sum-peak})$  against the

Table  
E3 transitions in  $^{140}\text{Ce}$  and  $^{160}\text{Tb}$

Isotope	$I_i^{\pi} \rightarrow I_j^{\pi}$	$E(\text{E3}) - E(\text{sum-peak})$ [eV]	$\frac{I(\text{E3}, 3^- \rightarrow 0^+)}{I(\text{E1}, 3^- \rightarrow 2^{+(1)})}$	$\frac{B(\text{E1}, 3^- \rightarrow 2^{+(1)})}{B(\text{E1})_{\text{single particle}}}$
$^{140}\text{Ce}$	$3^- \rightarrow 0^+$	$+(230 \pm 200)$	$(1.73 \pm 0.25) 10^{-3}$ a)	$1.1 \cdot 10^{-2}$
$^{160}\text{Dy}$	$3^{-(1)} \rightarrow 0^+$	$-\left(\begin{smallmatrix} 780 & + & 160 \\ & & 300 \end{smallmatrix}\right)$	$\leq (6.26 \pm 0.93) 10^{-3}$ b)	$\geq 1.7 \cdot 10^{-6}$
$^{160}\text{Dy}$	$3^{-(2)} \rightarrow 0^+$	-	$(3.7 \pm 6.9) 10^{-5}$	-

a) The value  $I(2522 \text{ keV})/I(\text{E1}) = 0.624 \pm 0.044$  from ref. 1 has been used.

b) The value  $I(1272 \text{ keV})/I(\text{E1}) = 3.30 \pm 0.16$  from ref. 2 has been used.

corresponding sum-peak. The assigned errors take into account both statistical uncertainties and the variations arising from different background assumptions. From the observed intensities of the E3 transitions combined with the measured values of  $B(E3, 0^+ \rightarrow 3^-)$  [3, 4] one can compute all transition probabilities of gamma rays originating from the  $3^-$  states. Some E1 transition rates thus obtained are given in the table. In view of the indication of an energy difference in the case of the  $3^{-(1)} \rightarrow 0^+$  transition in  $^{160}\text{Dy}$  (column three) we provisionally interpret the observed line intensity as an upper limit for an E3 ground state transition.

#### References

- [1] H. W. BAER, J. J. REIDY and M. L. WIEDENBECK, Nucl. Phys. [A] 113, 33 (1968).
- [2] M. A. LUDINGTON, J. J. REIDY, M. L. WIEDENBECK, D. J. McMILLAN, J. H. HAMILTON and J. J. PINAJIAN, Nucl. Phys. [A] 119, 398 (1968).
- [3] O. HANSEN and O. NATHAN, Nucl. Phys. 42, 197 (1963).
- [4] B. ELBEK, T. GROTDAL, K. NYBØ, P. O. TJØM and E. VEJE, Proc. Int. Conf. on nuclear structure, Tokyo 1967; J. Phys. Soc. Japan Suppl. 24, 180 (1968).

### Analyse par ordinateur de spectres nucléaires

par JEAN KERN

(Institut de Physique, Université, 1700 Fribourg)

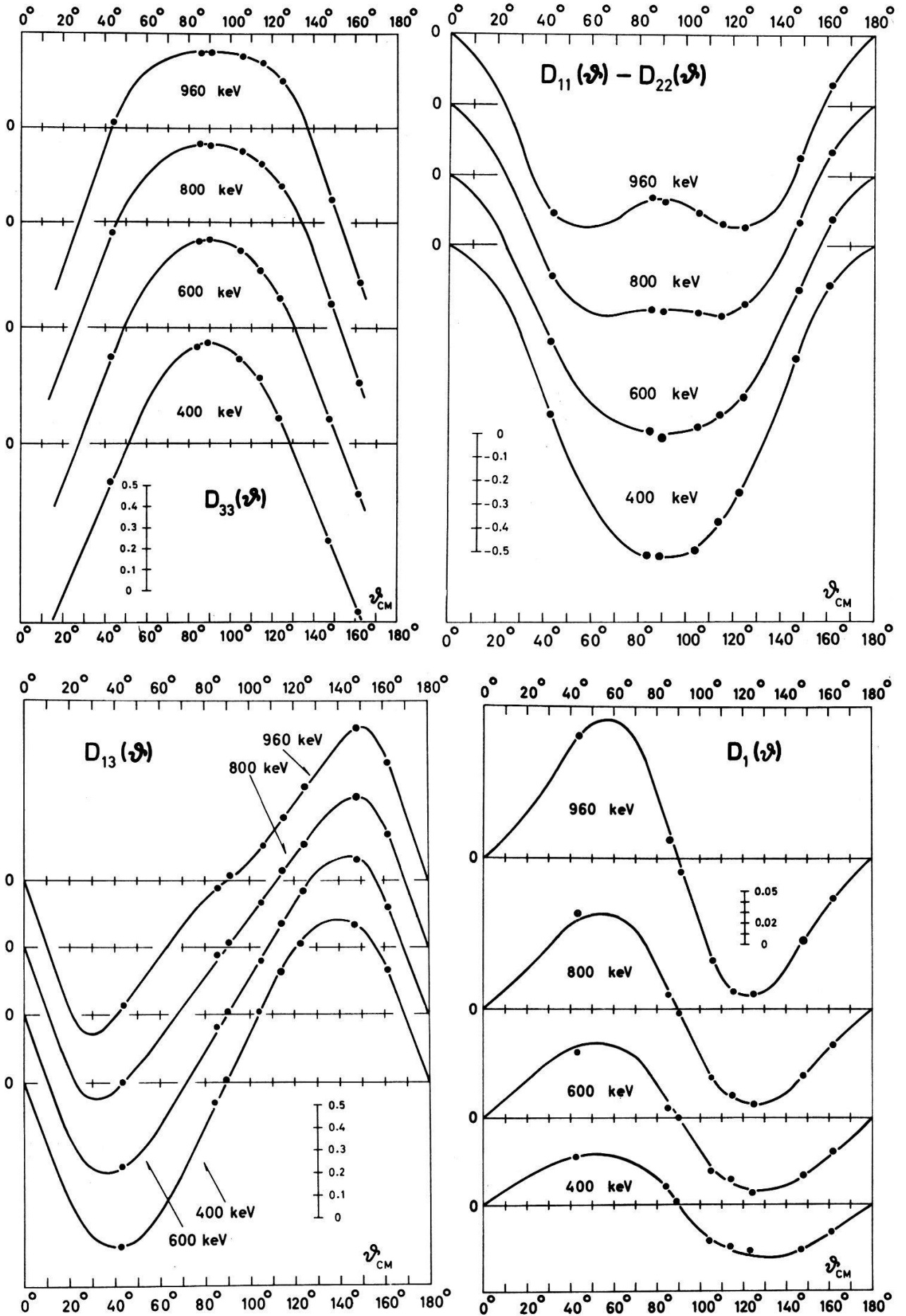
Pour tirer le maximum d'informations à partir de spectres obtenus à l'aide de diodes semi-conductrices, il est nécessaire de déterminer la position et la surface des pics avec toute la précision que permet la statistique. De plus il faut disposer d'étalons qui couvrent le domaine de mesure. Nous discutons les étalons primaires disponibles puis présentons une méthode pour obtenir des étalons secondaires. Une expression analytique appropriée pour approximer les spectres est proposée. Finalement nous présentons une liste de nouvelles raies étalons qui s'étendent jusqu'à près de 2 MeV et dont la précision varie entre 15 et 40 eV. Ces raies appartiennent à la désintégration des  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{110m}\text{Ag}$ ,  $^{140}\text{La}$  et  $^{207}\text{Bi}$ .

### Untersuchung der $^6\text{Li}(d, \alpha)^4\text{He}$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen

VON R. NEFF, P. HUBER, H. P. NÄGELE und H. RUDIN

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Der Einfluss der Deuteronenpolarisation auf die Reaktion  $^6\text{Li}(d, \alpha)^4\text{He}$  wurde bei 400, 600, 800 und 960 keV Deuteronenenergie untersucht. Dazu wurden die Analysatorvermögen für Vektor- und Tensorpolarisation unter acht verschiedenen  $\alpha$ -Emissionswinkeln gemessen. Unter Ausnützung der Symmetrie der Reaktion erfolgten die Messungen hauptsächlich in den experimentell günstigen Rückwärtswinkeln. Bei 600 keV Deuteronenenergie zeigte sich weitgehende Übereinstimmung mit den Resultaten von BÜRGISSER et al. [1]. Die nachfolgenden Figuren enthalten die Messresultate.



Polarisationsempfindlichkeiten der  ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ -Reaktion.

tate, wobei die Messfehler kleiner sind als die geometrische Ausdehnung der Punkte. Die eingezeichneten glatten Linien deuten den Kurvenverlauf an.

*Literatur*

- [1] H. BÜRGISSER, E. BAUMGARTNER, R. E. BENENSON, G. MICHEL, F. SEILER und H. R. STRIEBEL, *Helv. phys. Acta* 40, 185(1967).

**A Pair and Anti-Compton Spectrometer for the Study of Neutron Capture Gamma Rays<sup>1)</sup>**

by B. MICHAUD, O. HUBER, J. KERN, L. RIBORDY and L. A. SCHALLER

(Physics Department, University of Fribourg, CH-1700 Fribourg, Switzerland)

A pair and anti-Compton spectrometer has been built for the measurement of gamma rays with energies ranging from a few tens of keV to about 10 MeV. Its essential features are a high energy resolution and a large peak-to-background ratio.

The detection system consists of a 3 cm<sup>3</sup> Ge(Li) diode surrounded by an annular NaI(Tl) scintillator, 20 cm in diameter and 15 cm high, viewed by six photomultipliers.

At high energies, the pair production cross section dominates and the double escape peak in the Ge(Li) diode spectrum appears larger than the total absorption peak. In the pair spectrometer mode, the signal from the central detector is only accepted if there is a triple coincidence between this signal and the signals produced by the two 511 keV annihilation gamma rays in opposite halves of the scintillator annulus. Only double escape peaks are thus analysed and the peak-to-background

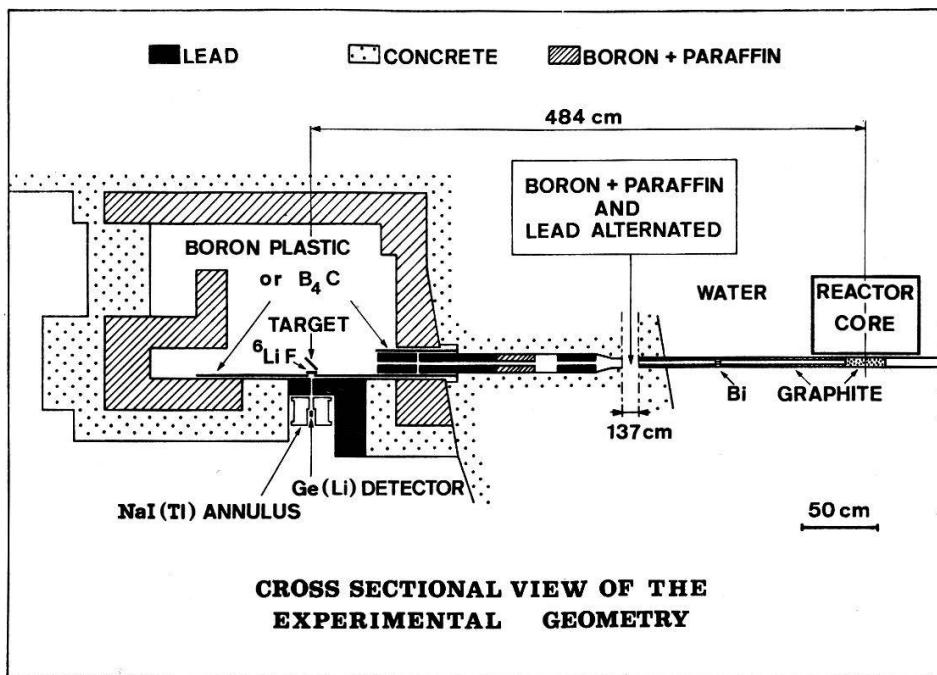


Figure 1

Experimental set-up for  $(n, \gamma)$  reaction studies.

<sup>1)</sup> Work supported by the Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.



ratio is improved by roughly a factor 20 with regard to a direct spectrum, while the double escape peak efficiency only drops by a factor 2.5.

At low energies, the same detection system can be used as an anti-Compton spectrometer. In this mode, the signal from the Ge(Li) diode is only accepted if no

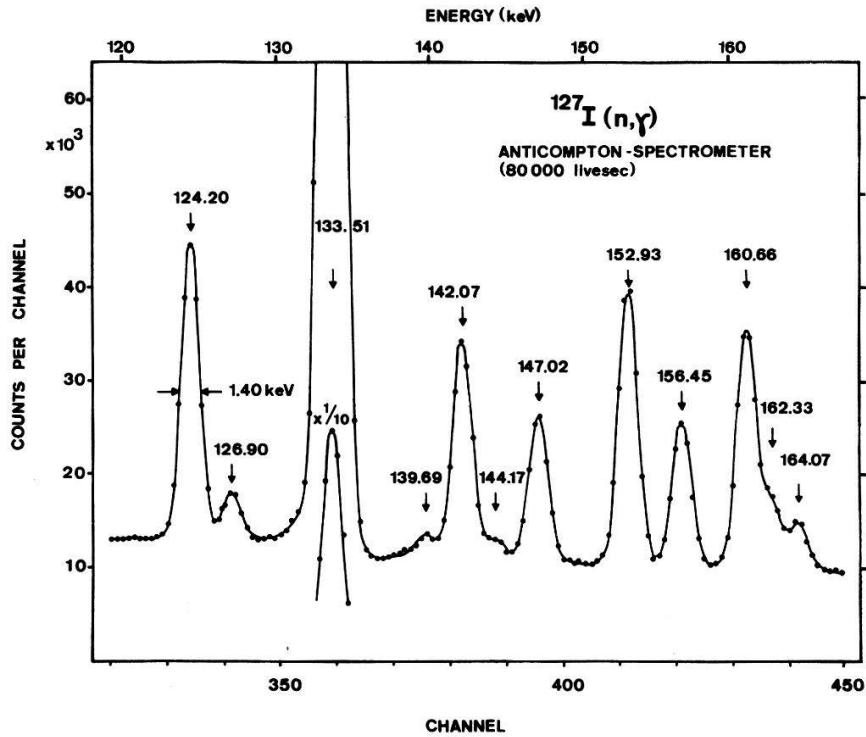


Figure 2

Portion of the low energy  $^{127}\text{I}(n, \gamma)$  spectrum.

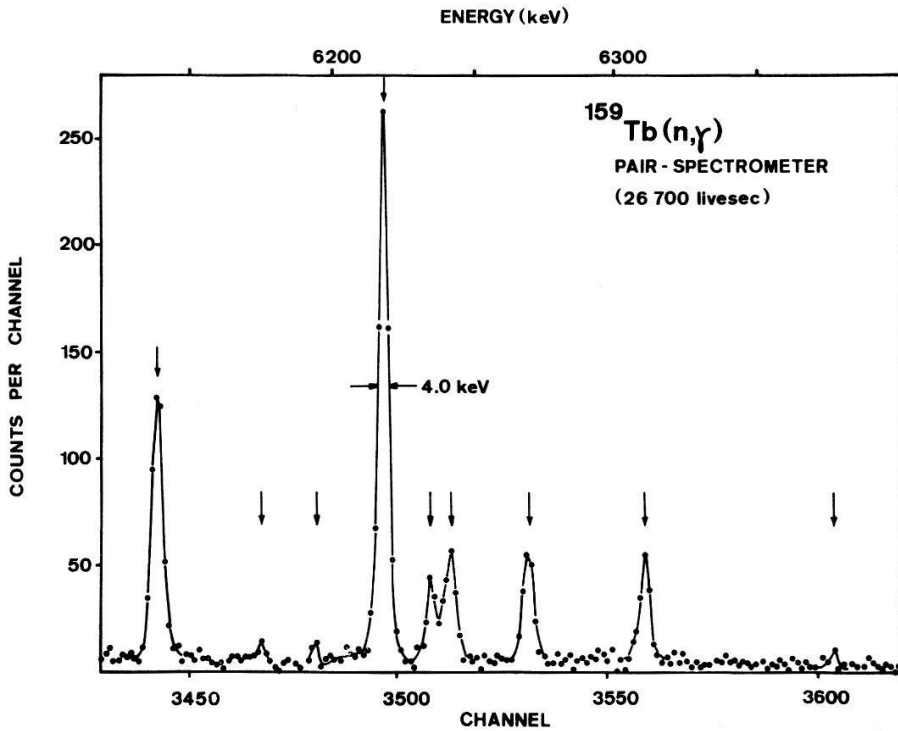


Figure 3

Portion of the high energy  $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$  spectrum.

coincident Compton gamma ray escaping from the diode is detected in any part of the NaI(Tl) annulus. The Compton distribution is thus reduced by approximately a factor of 5 for the  $^{137}\text{Cs}$  spectrum, while the total absorption peak remains unaltered.

Figure 1 shows the experimental set-up for the study of neutron capture gamma rays. The measurements are performed at the tangential channel of the reactor «Saphir» of the E.I.R. Würenlingen. The thermal neutron flux at the target position is about  $2 \times 10^7$  neutrons/cm<sup>2</sup> sec for a reactor power of 4 MW. There are less than 2% epithermal neutrons in the beam.

The first reactions to be studied are  $^{127}\text{I}(n, \gamma)$ ,  $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ ,  $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)$  and  $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$ . Analysis and interpretation of the data are currently in progress.

Figure 2 shows a low energy portion of the  $^{127}\text{I}(n, \gamma)$  spectrum measured in anti-Compton mode. The solid line is a fit of the spectrum assuming a pure gaussian for the peaks and a polynomial background distribution. The transition energies were deduced from a simultaneous measurement of calibration lines from radioactive sources together with the  $^{127}\text{I}(n, \gamma)$  lines. The errors are of the order of 50 eV.

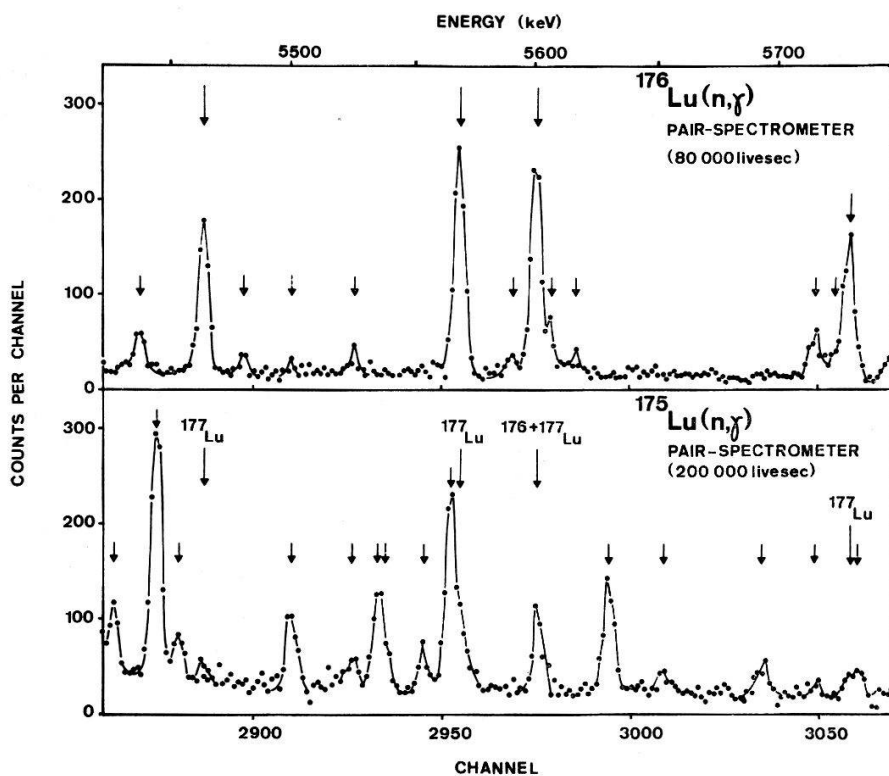


Figure 4

Portion of the high energy  $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$  and  $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)$  spectra.

Figure 3 shows a high energy portion of the  $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$  spectrum measured in pair mode. The highest energy peak corresponds to the direct ground state transition. Its existence has been verified by measurements with better statistics. The energy resolution (FWHM) is 4.0 keV.

Figure 4 compares the high energy gamma spectra for the two Lu isotopes. The targets consisted of 1 g  $^{175}\text{Lu}$  enriched to 99.94% and 30 mg  $^{176}\text{Lu}$  enriched to 71.6%.

The authors wish to thank the staff of the reactor «Saphir» for their hospitality.

### Isobare Analogzustände in $(p, \gamma)$ - und $(p, p)$ -Reaktionen

von H. BRÄNDLE, W. R. WYLIE, F. ZAMBONI und W. ZYCH<sup>1)</sup>

(Physikinstitut der Universität Zürich)

Die Messungen von isobaren Analogresonanzen ergeben interessante und wichtige Informationen über die Struktur der Kerne [1–5]. Nach der Theorie von ROBSON [6] sollten die Analogzustände in Anregungskurven aus dem Untergrund hervortretende Resonanzen ergeben. In unserer Messung haben wir das Analog-Paar ( ${}_{26}\text{Fe}^{57}$ – ${}_{27}\text{Co}^{57}$ ) untersucht, und zwar mit Protonenenergien im Bereich von (1,2–1,6) MeV durch  $(p, \gamma)$ -Reaktion und im Bereich von (3,7–4,2) MeV durch  $(p, p)$ -Reaktion. Die Messungen wurden mit dem Protonenstrahl der HVE-Van de Graaff-Maschine durchgeführt. Der Strahl wurde im  $90^\circ$ -Magneten abgelenkt und auf seine Energie hin analysiert. Dieser Magnet ist stromstabilisiert und sein Feld und damit die Teilchenenergie werden durch das Signal einer mit Protonen Kernresonanzprobe kontrolliert. Dank der Lichtstrahlstabilisierung der VdG-Maschine [7] wurde die Energie des Strahles bis auf zirka 70 eV pro 1 MeV stabilisiert. Als Targets dienten im Vakuum aufgedampfte, selbsttragende Eisenschichten mit einer Massenbelegung von zirka  $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Um die Feinstruktur der zwei ersten Analogresonanzen besser zeigen zu können, wurden diese mit einer dünneren Target (und entsprechend kleineren Energieschritten) gemessen. Sie bestand aus einer  $4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  dicken Eisenschicht, die auf eine Kohlenfolie von  $6 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  aufgedampft wurde. Zum Nachweis der  $\gamma$ -Strahlung wurde ein  $3'' \times 3''$  NaJ Szintillator benützt. Um die an der Target gestreuten Protonen zu registrieren, wurden Silizium-Sperrschichtdetektoren verwendet, die im Institut hergestellt wurden [8]. Die Winkel, unter denen die Detektoren eingestellt wurden, betragen:  $96^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $158^\circ$ . Die Spektren wurden auf dem 400-Kanal-Impulshöhenanalysator überwacht. Die Struktur des Kerns  $\text{Co}^{57}$  war in der letzten Zeit Gegenstand der Untersuchung mit der Hilfe  $(\text{He}^3, d)$ -Reaktion [9]. Die drei ersten Analogresonanzen, die gefunden wurden und die Coulombenergieverschiebung des Grundzustandes stimmen mit unseren  $(p, \gamma)$ -Messungen ziemlich gut überein, wie man aus der Tabelle ersieht.

Die Bindungsenergie des Protons im Kerne  $\text{Co}^{57}$  beträgt 6,022 MeV [10]. Mit dieser Bindungsenergie findet man die Analogresonanz zu dem Grundzustand im  $\text{Fe}^{57}$ -Kerne bei einer Anregungsenergie von  $(7,252 \pm 0,004)$  MeV. Die Bindungsenergie des

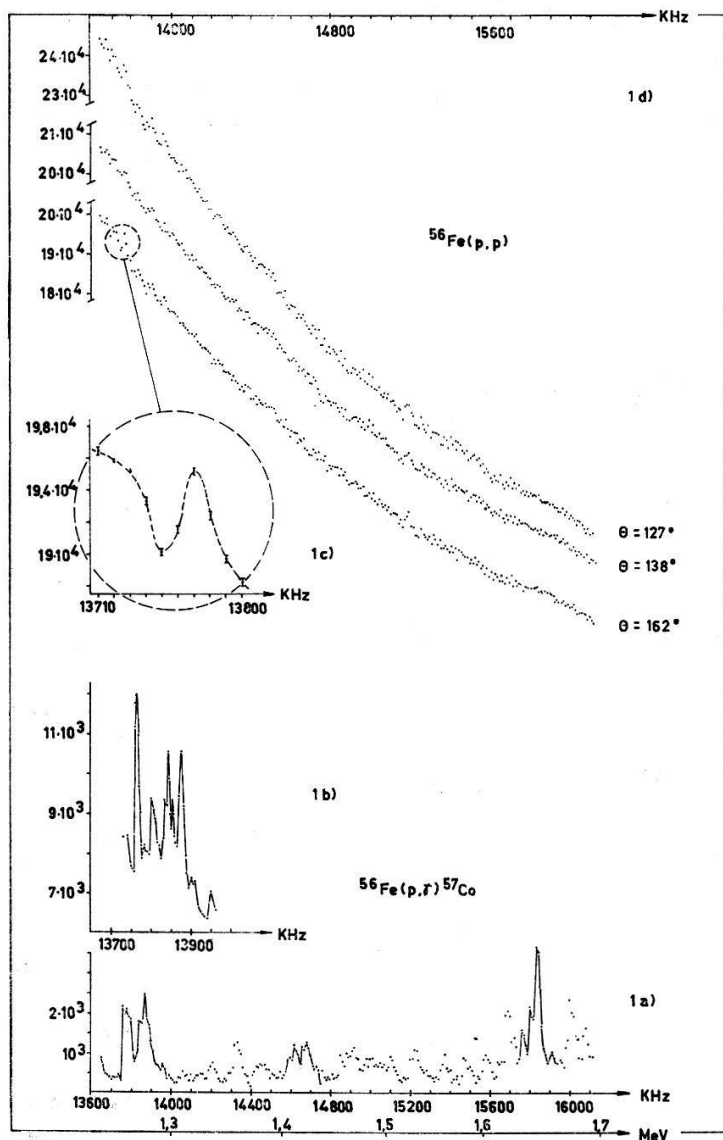
Tabelle

	( $\text{He}^3, d$ )-Reaktion [9]	Unsere Messung $(p, \gamma)$	Messung [11]
Coulomb-Energieverschiebung	$(8,89 \pm 0,04)$ MeV	$(8,871 \pm 0,004)$ MeV	Niveaux in $\text{Fe}^{57}$
Energiesequenz der Analogzustände in $\text{Co}^{57}$ (MeV)	$\text{Co}^{57}$	$\text{Co}^{57}$	
	0	0	0
	–	0,016	0,014
	0,16	0,179	0,137
	0,39	0,394	0,365

<sup>1)</sup> Beurlaubt vom Institut für Kernforschung, Warszawa, Polen.

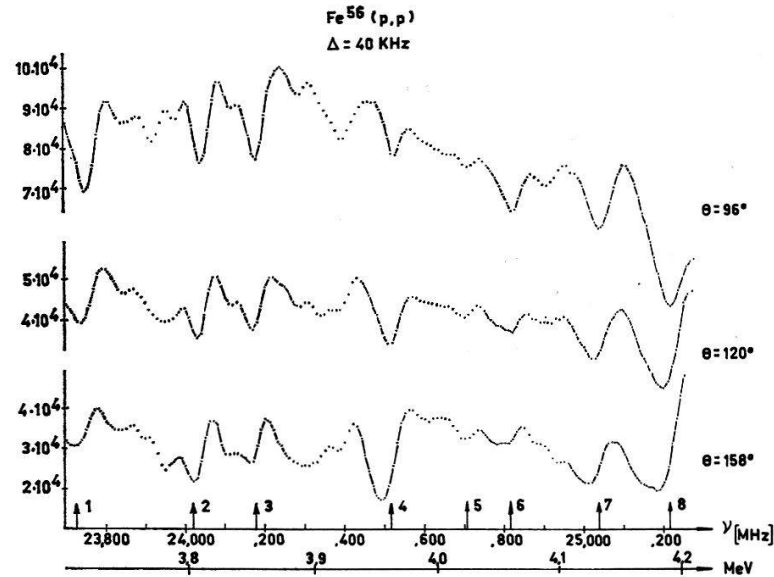
Neutrons im  $Fe^{57}$ -Kern, die wir zur Berechnung der Coulombenergieverschiebung (nach der Gleichung:  $\Delta E_c = B_n + E_p^{cm}$ ) benötigt haben, beträgt 7,641 MeV [10].

Wir haben deutlich den Analogzustand zu dem 0,014 MeV-Zustand des  $Fe^{57}$ -Kerns gefunden, was in der Arbeit [9] der ungenügenden Auflösung wegen unmöglich war. Die Resonanzen in Anregungsfunktion für  $(p, \gamma)$ -Reaktion stellen die Grobstruktur dar. Nur für zwei erste Analogzustände haben wir eine Messung gemacht bei der Auflösung, die besser als 700 eV war. Diese Anregungskurve zeigt von uns vorgeschlagene Feinstruktur des Analogzustandes zu dem 0,014 MeV-Zustand des  $Fe^{57}$ -Kerns. Auch bei den gestreuten Protonen ist eine Spur von einer Resonanz zu erkennen, die dem Analogzustand zu dem Grundzustand des  $Fe^{57}$ -Kernes entspricht (Fig. 1). Bei der Analogresonanz, die dem 0,137 MeV-Niveau in  $Fe^{57}$  entspricht, haben wir fast aufgelöste Feinstruktur gemessen. Diese Niveaux liegen im gleichen Energiebereich der Protonen wie in der Arbeit von AUGUST [12]. Die Form der Feinstruktur, die wir gemessen haben, ist sehr ähnlich zu den Resultaten in der Messung von TERANISHI [13], die von der  $V^{51}(p, \gamma)Cr^{52}$  stammen. In dieser Arbeit wurden zum ersten

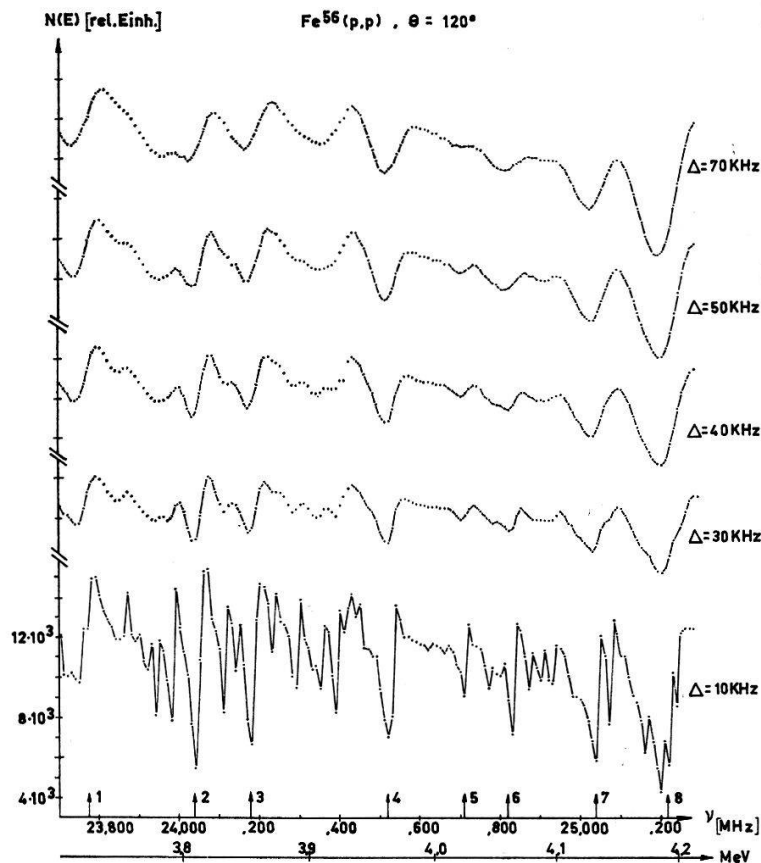


Figur 1

Mal die Analogzustände mit Hilfe der  $(p, \gamma)$ -Reaktion gemessen. Es scheint, dass im  $\text{Co}^{57}$  bisher keine Energie-Niveaus mit Anregungsenergien grösser als 8 MeV untersucht wurden. Unsere Messung mit  $(p, p)$ -Reaktion erweitert den Energiebereich bis zirka 11 MeV. Die Anregungsfunktionen der  $(p, \gamma)$ -Reaktion wurden in Energie-

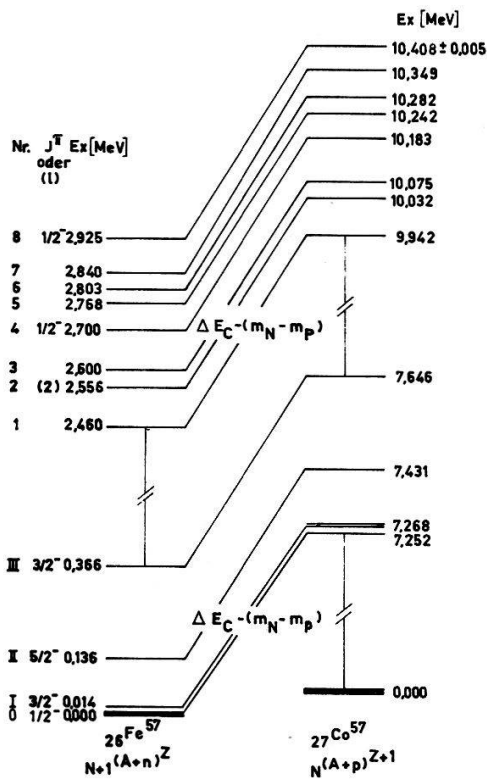


Figur 2a

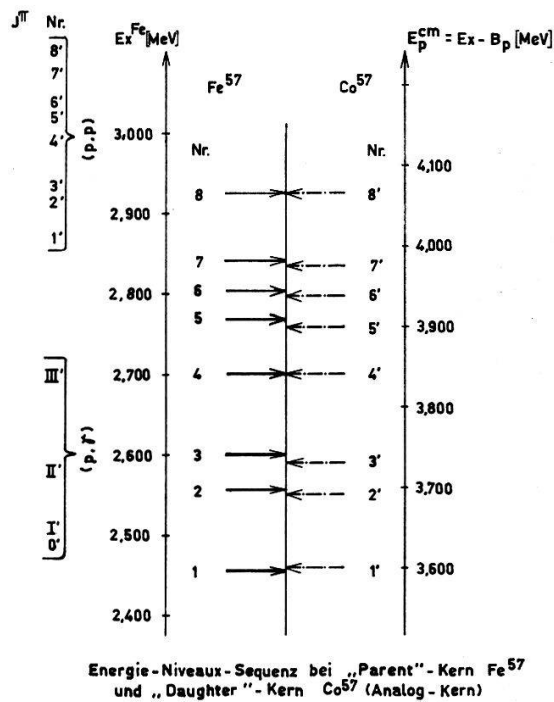


Figur 2b

schritten von 2,7 keV, diejenige der  $(p, p)$ -Reaktion in 3,3 keV-Schritten aufgenommen. Sie werden in Figur 1 und 2 gezeigt. Die integrierte Ladung betrug  $73 \mu\text{C}$  pro Messpunkt bei einem Protonenstrahl von zirka  $0,3 \mu\text{A}$ . Die Reproduzierbarkeit der Resonanzen wurde durch mehrfache Messungen mit verschiedenen Targets sichergestellt. Die angegebenen relativen Intensitäten in der Anregungskurve der  $(p, \gamma)$ -Reaktion wurden mit einer Diskriminatorstellung von etwa 0,66 MeV, und bei  $(p, p)$ -Reaktion etwa vor dem Pik der elastisch gestreuten Protonen vom  $\text{Fe}^{56}$ . Die Anregungsfunktionen der  $(p, p)$ -Messungen (Fig. 2a, 2b) wurden so bearbeitet, dass sie nun Messungen mit verschiedenen Auflösungen entsprechen. Figur 2a zeigt Anregungskurven, bei denen die Energieauflösung so gewählt wurde, dass sie die Grobstruktur der Analogresonanzen deutlich zeigen. Figur 2b zeigt eine Familie so bearbeiteter Kurven für einen bestimmten Winkel<sup>2)</sup>.



Figur 3a



Energie-Niveaus-Sequenz bei „Parent“-Kern  $\text{Fe}^{57}$  und „Daughter“-Kern  $\text{Co}^{57}$  (Analog-Kern)

Figur 3b

Die systematische Folge der aus dem Untergrund deutlich herausragenden Resonanzen entspricht der Niveaufolge des  $\text{Fe}^{57}$ -Kernes [14, 15] (Fig. 3a, 3b). Wegen dieser Übereinstimmung der entsprechenden Niveaufolgen und des richtigen Wertes der Coulombenergieverschiebung wegen, kann man schliessen, dass die entsprechenden Resonanzen im  $\text{Co}^{57}$ -Kern die isobaren Analogzustände des  $\text{Fe}^{57}$ -Kernes darstellen. Diese Vermutung soll durch die Berechnung von Spin und Parität der Niveaux bestätigt werden. Spin und Parität von entsprechenden Niveaux müssen im «Parent»- und «Daughter»-Kern übereinstimmen. Solche Rechnungen sind Gegenstand einer nächsten Publikation.

<sup>2)</sup> Wir danken Prof. M. L. ROUSH für die Computer-Programm-Vorbereitung.



Wir möchten Frl. Prof. V. MEYER für die Diskussion während der Ausführung dieser Arbeit danken. Diese Arbeit wurde zum grossen Teil durch den schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

*Literaturverzeichnis*

- [1] *Isobaric Spin* in: *Nuclear Physics*, Ed. by FOX and ROBSON (Academic Press, 1966).
- [2] G. C. MORRISON, in: *Nuclear Research with Low Energy Accelerators*, ed. MARION and PATER (Academic Press, 1967), p. 275.
- [3] P. VON BRENTANO, in: *International Nuclear Phys. Conf. at Gatlinburg*, Ed. R. L. BECKER (Academic Press, 1967), p. 200.
- [4] W. R. COKER and C. F. MOORE, *Phys. Tod.* 20/4, 53 (1969).
- [5] W. ZYCH, *Helv. phys. Acta* 42, 553 (1969).
- [6] D. ROBSON, *Phys. Rev.* 137, B535 (1965); *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 16, 119 (1966).
- [7] R. BLOCH, R. E. PIXLEY, W. REICHART, F. ZAMBONI, *Nucl. Instr. Meth.* 59, 325 (1968).
- [8] Diplomarbeit H. BRÄNDLE (1969), Appendix I.
- [9] B. ROSNER et al., siehe [1], p. 595.
- [10] J. H. E. MATTAUCH et al., *Nucl. Phys.* 67, 57 (1965).
- [11] G. A. BARTHOLOMEW, J. F. VERVIER, *Nucl. Phys.* 50, 209 (1964).
- [12] L. S. AUGUST et al., *Phys. Rev.* 142, 698 (1962).
- [13] E. TERANISHI et al., siehe [1], p. 640.
- [14] A. SPERDUTO, W. W. BUECHNER, *Phys. Rev.* 134, B142 (1964).
- [15] B. L. COHEN et al., *Phys. Rev.* 126, 698 (1962).

### Study of the Conversion Electrons from the Beta Decay of $^{165}\text{Dy}$

by G. MAURON and J. KERN

(Physics Department, University of Fribourg, 1700 Fribourg, Switzerland)

It has been pointed out in a previous report [1] on the beta decay of  $^{165}\text{Dy}$  that the  $1/2 [411\downarrow]$  and  $3/2 [411\uparrow]$  rotational bands in  $^{165}\text{Ho}$  show some anomalies, which cannot be completely explained by taking into account the Coriolis coupling between them. Further information can be obtained from the  $\gamma$ -transition probabilities between the members of these bands. We have completed the analysis of the gamma spectrum at low energy, obtaining intensities for all transitions listed in [1], and in addition for the 89.75 keV line. Besides, we have observed the following conversion lines between 10 and 100 keV in our  $\beta$ -spectrometer [2]: 29.9 L, M, N; 57.8 L, M, N; 67.7 K, L, M; 71.5 K, L; 87.6 K, L; 89.7 K; 94.7 K, L, M, N; 115.1 K; 119.5 K.

The resolution  $\Delta(BQ)/BQ$  was about 0.3%, so that the L subshells could be resolved. For illustration purposes Fig. 1 and 2 show parts of the observed spectrum. For the lowest energy lines, we have preaccelerated the electrons with a potential of 10 kV. A proportional butane flow counter operating at 20 Torr was used as the spectrometer detector. The measurements were initiated about 5 hours after the end of the irradiations, which were performed in the reactor DIORIT in Würenlingen. The data allow the determination of the multipolarity mixing of the transitions.

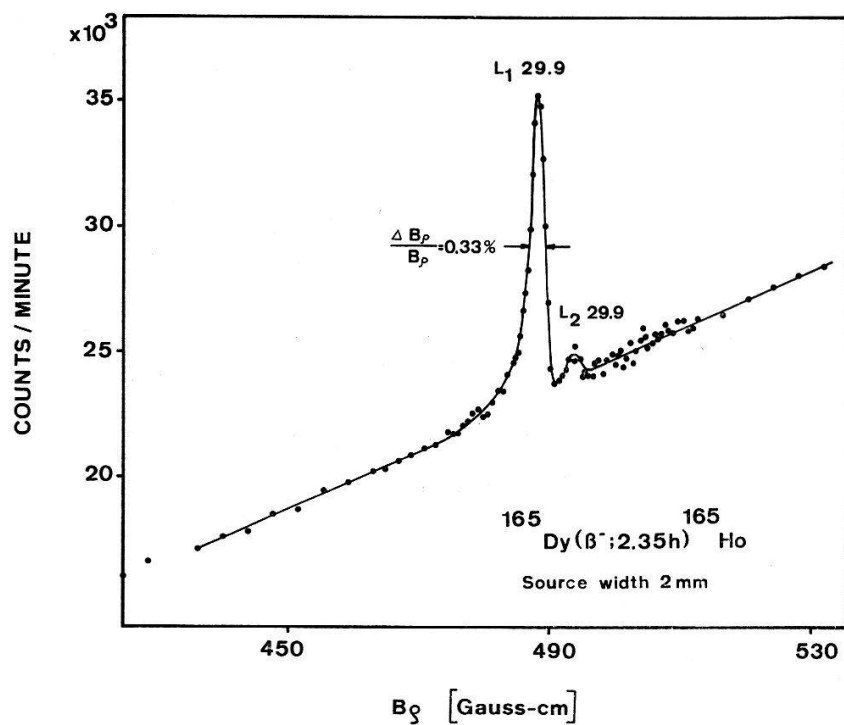


Figure 1

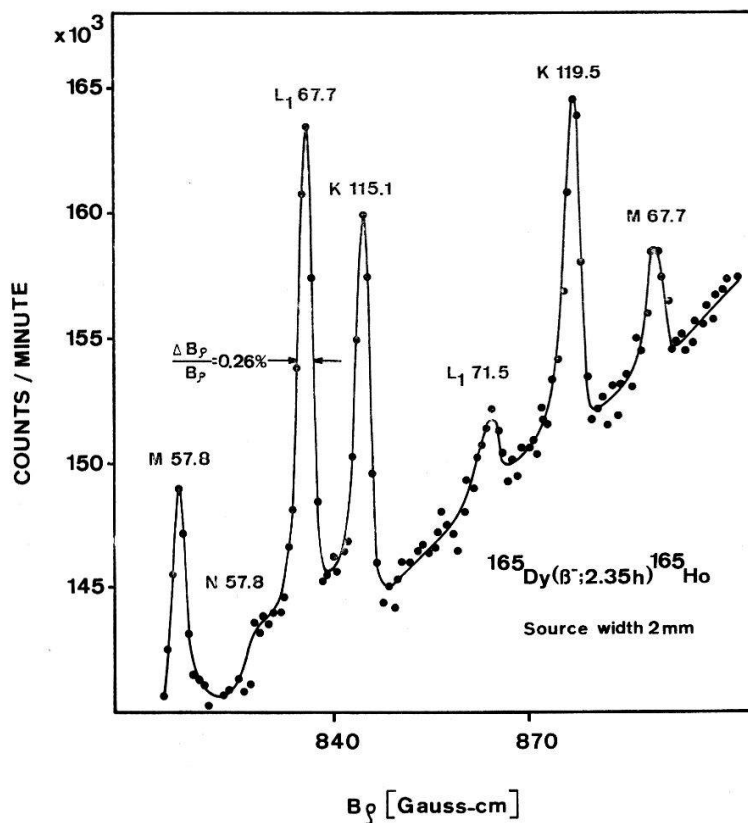


Figure 2

## References

- [1] J. KERN, G. MAURON and B. MICHAUD, *Helv. phys. Acta* 41, 1280 (1968).
- [2] T. Y. CHEN, O. HUBER, J. KERN, L. SCHELLENBERG, B. WALTHARD und H. WILD, *Nucl. Instr. Meth.* 29, 181 (1964).

## Festkörperphysik

### Etude du transport de charges dans la luminescence de CsI(Sr) et KI(Sr)

par R. PERRENOUD et J. ROSSEL

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Les informations recueillies sur la luminescence bleue et U–V de CsI(Sr), en particulier, peuvent s'interpréter par un déplacement de trous trappés et recombinaison sur des électrons piégés pour la composante bleue. La composante U–V serait due à une recombinaison excitonique précédée d'un mouvement d'électrons et d'une capture par des trous auto-piégés.

Ce mécanisme est confirmé par l'étude du thermocourant et du courant produit par irradiation I–R en présence d'un champ électrique de polarité variable. Le phénomène d'injection d'électrons par les électrodes est l'effet qui a permis univoquement de déterminer le signe des porteurs de charges du courant. Le mécanisme proposé apparaît comme caractéristique de la luminescence des iodures alcalins.

### Experimentelle Resultate zur Wechselwirkung elastischer Dipole

von H. U. BEYELER und J. MUGGLI

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Elastische Dipole, wie das  $O_2^-$ -Molekülzentrum in Alkalihalogeniden, sind Quellen von elastischen Spannungs- und Verzerrungsfeldern. In einer früheren Arbeit [1] wurden auf Grund der Kontinuumsmechanik die elastischen Wechselwirkungsenergien von zwei benachbarten elastischen Dipolen für die verschiedenen geometrischen Anordnungen berechnet. Experimente zeigen nun, dass für das  $O_2^-$  Zentrum in KCl, KBr und KJ nicht die nach der elastischen Theorie tiefsten Niveaus realisiert sind. Vier mögliche Gründe werden diskutiert:

1. Versagen der Kontinuumstheorie, da nächste Nachbarn zu wenig separiert sind,
2. leichte Abweichung der beiden Molekülachsen von der [110] Richtung des Einzelzentrums,
3. elektrische Quadrupolwechselwirkungsenergie,
4. Energieänderung durch die Änderung der kovalenten Bindung an die Nachbarn.

#### Literatur

- [1] R. T. SHUEY, H. U. BEYELER, *Z. angew. Math. Phys.* 19, 278 (1968).

### Canalisation de protons dans le KI

par C. JACCARD et M. ROULET

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

La diffusion de Rutherford à grand angle ( $150^\circ$ ) a été mesurée à température ambiante pour des protons de 90 keV dans des monocristaux de KI en fonction de l'angle entre le faisceau incident et la direction (100) du cristal. Un effet marqué de canalisation a été observé, le taux de comptage moyen descendant pour un cristal aligné à 35% de la valeur obtenue pour une position arbitraire. L'angle critique pour la canalisation est très voisin de sa valeur théorique ( $1^\circ 4'$ ), mais le taux minimum de comptage dépasse d'un ordre de grandeur la valeur calculée pour un réseau parfait. Cette différence est attribuée à des dégâts de radiation causés par le faisceau incident qui a une intensité de quelques nA/mm<sup>2</sup>, la charge intégrée dans une mesure dépassant  $2 \times 10^{-4}$  Cb/cm<sup>2</sup>.

Les protons diffusés sont détectés par un scintillateur (NE102) qui agit par l'intermédiaire d'un guide de lumière sur deux photomultiplicateurs connectés en coïncidence rapide (30 ns) afin de réduire le bruit de fond.

### Austauschwechselwirkung von $O_2^-$ -Zentren in KJ

VON REGULA BAUMANN

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Zwei auf benachbarten Anionenplätzen in KJ substituierte  $O_2^-$ -Ionen bilden bei tiefen Temperaturen eine Anordnung mit der Gesamtsymmetrie  $C_1$ , wobei die beiden Molekülachsen zueinander windschief sind. Die Wechselwirkung der effektiven Spins enthält den Dzialoshinski-Moriya-Term  $D \cdot \mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2$ , was zu einer Mischung des Singlettzustandes mit den Triplettzuständen führt. Durch ein Magnetfeld wird infolge der verschiedenen Orientierung der  $G$ -Tensoren diese Mischung noch verstärkt, bis bei sehr hohem Feld die beiden Spins entkoppelt sind. Die bei verschiedenen Mikrowellenfrequenzen zusätzlich zu den normalen Paarlينien (Übergänge innerhalb des Triplets) gefundenen schwachen ESR-Signale werden als durch diese Mischung erlaubte Singlett-Triplett-Übergänge identifiziert. Ihre Lage und Intensität gestatten die Bestimmung der isotropen Austauschkonstanten. Die Kopplung ist ferromagnetisch und beträgt  $0,2^\circ K$ .

### Dielektrische Relaxation von $^{16}OH^-$ , $^{16}OD^-$ und $^{18}OD^-$ in KBr

VON H. BAUR, K. KNOP und P. MEIER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Das Hydroxylion, eingebaut in Alkalihalogeniden am Platze eines Halogenions, stellt einen elektrischen Dipol dar, welcher sich auch bei sehr tiefen Temperaturen noch reorientiert. Zwischen  $0,3^\circ K$  und  $5^\circ K$  ist die dielektrische Relaxationszeit  $\tau$

proportional zu  $T^{-1.35}$ , was auf Einphononenprozesse hinweist. Die Substitution von H durch D vergrößert die Relaxationszeit von  $2 \cdot 10^{-5}$  sec auf  $5 \cdot 10^{-5}$  sec bei  $1^\circ\text{K}$ , während der Ersatz von  $^{16}\text{O}$  durch  $^{18}\text{O}$  keinen messbaren Einfluss auf die Relaxationszeit hat. Eine befriedigende Theorie zur Erklärung dieses Sachverhaltes fehlt noch.

### Orbach-Prozesse in der paraelastischen Relaxation

von G. PFISTER und M. BÖSCH

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Der paraelastische Defekt  $\text{O}_2^-$  in Alkalihalogeniden kann auch bei tiefen Temperaturen mit uniaxialen mechanischen Spannungen noch ausgerichtet werden. Der Defekt kann dabei sowohl um den Winkel von  $90^\circ$  als auch um den Winkel von  $60^\circ$  drehen. Unter Verwendung spezieller Druckachsen kann erreicht werden, dass Moleküle einer bestimmten Orientierung durch zwei verschiedene Prozesse in die energetisch günstigste Orientierung gelangen können: 1. direkt, durch Drehung um den Winkel  $90^\circ$ ; 2. indirekt, durch zwei aufeinanderfolgende Drehungen um  $60^\circ$  über ein energetisch höher gelegenes paraelastisches Orientierungsniveau. Es wird gezeigt, dass in KCl für nicht allzu grosse mechanische Spannungen der zweite Prozess bei Heliumtemperaturen überwiegen kann. Diesen Prozess bezeichnen wir in Analogie zum magnetischen Fall als Orbach-Prozess. Die experimentellen Resultate werden im Rahmen der Theorie von GOSAR und PIRC [1] diskutiert. Eine ausführliche Arbeit über die Orbach-Prozesse in KCl wird publiziert.

#### Literatur

- [1] P. GOSAR und R. PIRC, Proceedings of International Conference on Magnetic Resonance and Relaxation, XIV Colloque Ampère, Ljubliana (1966).

### Pouvoir thermoélectrique d'alliages à base de zirconium

par F. BALLEYS, D. GAINON et J. SIERRO

(Institut de Physique de la matière condensée, Université de Genève)

CAPE et HAKE [1] ont établi une correspondance entre la présence d'un moment magnétique localisé et un minimum de résistivité pour les alliages dilués du zirconium avec les éléments de transition 3d. Nous avons étudié le comportement magnétique de ces alliages par la mesure du coefficient de Seebeck entre  $1,5^\circ\text{K}$  et  $300^\circ\text{K}$ . Des alliages  $\text{ZrMn}$  et  $\text{ZrV}$  présentent un pouvoir thermoélectrique anormalement élevé à basse température. Une interprétation des résultats en terme d'effet Kondo [2] est encore problématique.

#### Bibliographie

- [1] J. A. CAPE and R. R. HAKE, Phys. Rev. 139, A142 (1965).  
 [2] M. D. DAYBELL and W. A. STEYERT, Rev. Mod. Phys. 40, 380 (1968).

### Verallgemeinerung der ferromagnetischen Instabilität eines Elektronengases auf endliche Temperaturen

VON J. BERNASCONI und S. STRÄSSLER  
(Brown Boveri Forschungszentrum, Baden)

Wir untersuchen die ferromagnetische Instabilität eines Elektronengases, indem wir eine Yukawa-Wechselwirkung  $v(q) = (4\pi e^2)/q^2 + 1/\lambda^2$  annehmen und eine selbst-konsistente Hartree-Fock-Rechnung durchführen. Das Phasendiagramm für die Variablen  $1/\lambda$  und  $n$  (Dichte) kann auf endliche Temperaturen ausgedehnt werden. Dies liefert uns Aussagen über die Ordnung des ferromagnetischen Phasenüberganges.

### Optische Konstanten der Europium-Chalkogenide im Bereich der Fundamentalabsorption (1–6 eV) zwischen 300° und 4,2°K

VON G. BUSCH, G. GÜNTHERODT, J. SCHOENES und P. WACHTER  
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die Reflexion und die optischen Konstanten von Europium-Chalkogenid-Einkristallen wurden bei Zimmertemperatur im Gebiet der Fundamentalabsorption von 1,0 bis 6,0 eV bestimmt und bezüglich der Oszillatorstärken analysiert.

Die aus Transmissionsmessungen an dünnen Aufdampfschichten erhaltenen Spektren des Absorptionskoeffizienten stimmen gut mit denen aus der Reflexion an Einkristallen bestimmten überein. Die Untersuchungen an den Aufdampfschichten wurden bis zu 4,2°K mit und ohne Magnetfeld sowie mit linear als auch zirkular polarisiertem Licht durchgeführt. Unterhalb der Curie-Temperatur  $T_c$  spalten die Absorptionsmaxima bei 2,4 und 4,6 eV (EuS) in ein Triplett bzw. Dublett auf. Für rechts zirkulares und senkrecht zum Feld polarisiertes Licht findet man unterhalb  $T_c$  für das langwelligste Absorptionsmaximum ein Triplett, oberhalb  $T_c$  ein Dublett für links zirkulares und parallel zum Feld polarisiertes Licht, für  $T < T_c$  ein Dublett und für  $T > T_c$  ein Singlett. Diese Übergänge können als  $4f^7 \rightarrow 4f^6(^7F_J) 5d_{2g}$  gedeutet werden, wobei die Austauschspaltung der 5  $d$ -Zustände etwa gleich gross ist wie die Spin-Bahn-Kopplung im 4  $f$ -Multipllett.

### Chaleur spécifique en champ magnétique d'un alliage supraconducteur de deuxième espèce

par R. EHRAT et L. RINDERER  
(Institut de Physique de l'Université de Lausanne)

Des mesures de chaleur spécifique en champ nul, ainsi qu'en présence d'un champ magnétique constant, ont été effectuées sur un alliage très réversible de Nb80 Mo20. La transition de l'état mixte à l'état normal a été étudiée par températures croissantes et décroissantes. Les résultats de la chaleur spécifique dans l'état mixte sont confrontés avec ceux déduits des formes admises de l'énergie libre d'un supraconducteur de type II.



### Photoleitung von EuSe

von G. BUSCH und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Im Anschluss an frühere Messungen [1] der Photoleitung an den ferromagnetischen Halbleitern EuO und EuS wurden die Untersuchungen nun auf das EuSe ausgedehnt. Die extrem hohe Photoleitfähigkeit dieser Substanz gestattete, die PL. noch bis zu 3,4 eV, also bis zur Anregung im kurzwelligen Absorptionsmaximum, nachzuweisen. Die Temperaturabhängigkeit der PL. ist in beiden Anregungsmaxima verschieden. Bei Anregung im langwelligen Maximum nimmt mit abnehmender Temperatur die PL. zunächst um zwei Größenordnungen zu und unterhalb 120°K um sieben Größenordnungen ab und zeigt beim Néel-Punkt von 4,6°K eine kritische Streuung. Die PL. wird im Rahmen einer Polaron-Theorie diskutiert, wobei eine Polaron-Aktivierungsenergie von 0,02 eV gefunden wurde.

#### *Literatur*

- [1] R. BACHMANN und P. WACHTER, Solid State Comm. 6, 711 (1968).

### Pouvoir thermoélectrique d'alliages à base de palladium

par D. GAINON et J. SIERRO

(Institut de Physique de la matière condensée, Université de Genève)

Le coefficient de Seebeck,  $S$ , d'une série d'alliages dilués à base de palladium a été étudié entre 1,5°K et 273°K. Les éléments dissous sont: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co. Le Cr donne un pouvoir thermoélectrique anormalement élevé, caractéristique de l'effet Kondo tel qu'il est observé dans les métaux nobles [1]. Les autres éléments ne présentent pas un tel phénomène dans le domaine de température étudié. De façon générale, l'introduction des différents éléments provoque une faible décroissance du «phonon-drag». Les alliages ferromagnétiques (Pd + Fe, Co) sont caractérisés par une variation relativement rapide de  $dS/dT$  en fonction de la température, au voisinage du point de Curie.

#### *Bibliographie*

- [1] D. GAINON et J. SIERRO, Physics Letters 26A, 601 (1968).

### Photolumineszenz von $\text{Eu}_2\text{SiO}_4$

von G. BUSCH, P. STREIT und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Europium-Orthosilikat zeigt bei Bestrahlung mit Licht von mehr als etwa 2,5 eV Photonenenergie eine intensive Lumineszenzbande im Gelben, welche bei Zimmertemperatur ihre maximale Intensität bei 2,2 eV bzw. 565 nm hat und eine Halbwerts-

breite von 0,36 eV besitzt. Beim Erwärmen der Probe über Zimmertemperatur wird die Lumineszenz stark thermisch unterdrückt, bleibt aber bis über den Phasenübergang bei etwa 170°C [1] hinaus messbar. Beim Abkühlen unter Zimmertemperatur steigt die Quantenausbeute noch an, erreicht bei etwa 120°K ihr Maximum und nimmt bei noch tieferen Temperaturen wiederum leicht ab. Die Bandbreite verringert sich und die Bande schiebt leicht nach längeren Wellenlängen. Weder beim Durchgang durch den Curiepunkt (ca. 7°K) [2] noch in einem äusseren Magnetfeld von 11 kOe konnte eine Änderung des Lumineszenzverhaltens festgestellt werden. Darin, wie auch im Fehlen einer magnetischen Verschiebung der Absorptionskante, unterscheidet sich das Orthosilikat wesentlich von den Chalkogeniden, was auf eine andere Art der magnetischen Kopplung hindeutet. Die auf einen Faktor zwei genau bestimmte Quantenausbeute beträgt bei 120°K 50%.

#### *Literatur*

- [1] G. BUSCH, E. KALDIS und R. VERREAULT, Arbeitstagung der Sektion für Kristallwachstum der Schweiz. Kristallograph. Gesellschaft, Juni 1969 in Bern.  
 [2] J. C. SUITS, B. E. ARGYLE and M. J. FREISER, J. appl. Phys. 37/3, 1391 (1966).

### **Chaleur spécifique et supraconductivité d'alliages de structure A 15 à base de vanadium**

par P. SPITZLI, R. FLÜKIGER, F. HEINIGER, A. JUNOD, J. MULLER et J. L. STAUDENMANN

(Institut de Physique de la matière condensée, Université de Genève)

On a mesuré la chaleur spécifique à basse température des alliages stoechiométriques  $V_3Rh$ ,  $V_3Pd$ ,  $V_3Ir$ ,  $V_3Pt$ ,  $V_3Au$ , ainsi que d'alliages nonstoechiométriques également de structure A 15 des systèmes V-Os, V-Ir, V-Pt. Les déviations de la stoechiométrie semblent influencer la largeur de bande pour une concentration électronique déterminée, particulièrement lorsque la concentration de vanadium est inférieure à 75% atomique. Les résultats permettent de tirer des conclusions sur les interactions responsables de la supraconductivité.

### **Etablissement de l'état intermédiaire dans un cylindre supraconducteur parcouru par un courant**

par F. ROTHEN et W. BESTGEN

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

Un cylindre supraconducteur de rayon  $R$  parcouru par un courant  $i$  supérieur au courant critique  $i_c$  possède dans le cas stationnaire une structure bien connue: une couronne normale entoure un noyau intermédiaire de rayon  $r_0 = R (i - \sqrt{i^2 - i_c^2})/i_c$ .

Il est possible de calculer comment cet état s'établit à partir du moment où le courant  $i$  est enclenché, et ceci sous les hypothèses suivantes: 1°. la transition est isotherme ou adiabatique; 2°. la symétrie radiale est conservée tout au long du processus.

**Champ critique dans un supraconducteur ferromagnétique**

par Ø. FISCHER et M. PETER

(Institut de Physique de la matière condensée, Université de Genève)

JACCARINO et PETER [1] ont proposé que, dans les cas où l'échange moyen entre les ions magnétiques et les électrons de conduction dans un ferroaimant est négatif, celui-ci puisse être compensé par un champ magnétique externe. Dans un tel état compensé, la coexistence entre le ferromagnétisme et la supraconductivité est possible si le champ critique  $H_{c2}$  du supraconducteur est plus grand que le champ d'échange [2]. Nous discutons le champ critique d'un tel supraconducteur et nous trouvons que dans la plupart des cas, le champ critique maximal pouvant être obtenu dans une certaine structure est trop petit pour pouvoir réaliser la compensation.

C'est seulement dans des structures très favorables pour la supraconductivité ( $\beta$ -W) ou dans des couches minces qu'il semble possible de réaliser cette compensation.

*Bibliographie*

[1] V. JACCARINO et M. PETER, Phys. Rev. Lett. 9, 290 (1962).

[2] R. AVENHAUS, Ø. FISCHER, B. GIOVANNINI et M. PETER, Helv. phys. Acta 42, 649 (1969).

**Supraleitung von  $\alpha$ -Uran unter Druck**

von C. PALMY

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

An einem  $\alpha$ -Uran-Einkristall wurde eine kritische Sprungtemperatur von 190 mK gemessen und ein kritisches Magnetfeld  $H_0$  von ca. 130 Oe bestimmt. Beim Anlegen eines Druckes bis zu 400 atm steigt sowohl  $T_c$  als auch  $H_0$  ausserordentlich stark an. Ein weiterer Druckanstieg (bis ca. 1000 atm) verändert die supraleitenden Parameter drastisch; daher wird ein Phasenübergang des Urans in diesem Druckbereich vermutet. Diese Ergebnisse werden mit denen, die auf Grund der thermischen Ausdehnung bei tiefen Temperaturen gewonnen wurden [1], verglichen.

*Literatur*

[1] K. ANDRES, Phys. Rev. 170, 614 (1968).

**Interprétation du déplacement de raie en RMN de solutions aqueuses de sels paramagnétiques**

par Mme. F. BARBALAT-REY

(Institut de Physique de la matière condensée, Université de Genève)

Le déplacement de raie de RMN de  $\text{Cl}^{35}$  en solution avec des ions paramagnétiques dépend de la composition de la solution et des concentrations des complexes présents. La constante d'interaction spin électronique-spin nucléaire, calculée à partir des

déplacements de raie, permet de déterminer le taux de covalence de la liaison formant le complexe. A l'aide de la théorie de l'interaction de configuration nous donnons une évaluation de ce taux de covalence pour le complexe  $(\text{CoCl}_2, 5\text{H}_2\text{O})^+$ . Cette théorie permet également d'interpréter les signes différents du déplacement de la raie de  $\text{Cl}^{35}$  par les ions de la série des lanthanides et par le cobalt.

### **Kernquadrupolresonanzen in Ferroelektrika**

von P. KESSELRING

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Der Einfluss der Ferroelektrizität auf den elektrischen Feldgradienten (EFG) am Ort eines Gitterplatzes und damit auf die Kernquadrupolresonanzfrequenz wird anhand einer einfachen Modellbetrachtung untersucht. Daraus folgt, dass die Veränderung des EFG für einen Spezialfall völlig durch die Wirkung der Spontanpolarisation erklärt werden kann. Das erlaubt, die phänomenologische Theorie des Einflusses äusserer elektrischer Felder auf die Kernquadrupolresonanzfrequenzen (Bloembergen 1961) anzuwenden. Die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Quadrupolresonanzfrequenz am Beispiel der Spektren von  $\text{SbSJ}$ ,  $\text{NH}_4\text{H}(\text{ClCH}_2\text{COO})_2$  und  $\text{KJO}_3$  zeigt allerdings, dass die Theorie durch die Hinzunahme von nichtlinearen Gliedern (quadratischer Starkeffekt) erweitert werden muss.

Ausführliche Publikation folgt später.

### **Einsatz von thermoanalytischen Methoden zum Studium ferroelektrischer Phasenübergänge**

von H. AREND und U. HELG

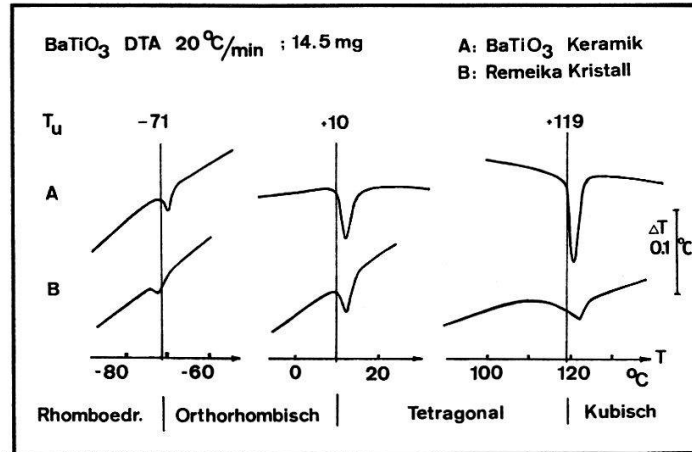
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Differentialthermoanalyse (DTA) kann heute mit automatischen Geräten an Probenmengen von wenigen Milligramm in einem breiten Temperaturbereich ( $-190^\circ\text{C}$  bis über  $2000^\circ\text{C}$ ) durchgeführt werden. Durch Vergleich mit einer Eichsubstanz können Umwandlungswärmen von  $2 \cdot 10^{-3}$  cal/g noch mit einer Genauigkeit von ca. 40% abgeschätzt werden. Die hohe Empfindlichkeit und der geringe Zeitaufwand machen aus der DTA eine willkommene Versuchsmethode, die nicht nur bei Untersuchungen von thermischen Eigenschaften, sondern auch zur Festlegung von Kristallzuchtbedingungen wertvolle Information liefern kann. Wir wollen neben einigen bekannten ferroelektrischen Stoffen als Beispielen, die DTA auf das noch wenig untersuchte  $\text{KJO}_3$  anwenden und anschliessend auf einige spezielle Probleme, welche die DTA im Zusammenhang mit Ferroelektrika bringt, hinweisen.

#### *1. $\text{BaTiO}_3$ als Stoff mit Umwandlungen erster Ordnung*

Figur 1 zeigt DTA-Kurven einer sehr reinen Keramik im Vergleich zu Kristallen aus einer KF-Schmelze, wie sie bisher für die meisten experimentellen Arbeiten an  $\text{BaTiO}_3$  verwendet wurden. Die Figur beweist sowohl die Empfindlichkeit der

Apparatur (Du Pont Thermal Analyzer; Umwandlung bei  $-71^\circ\text{C}$ :  $10 \text{ cal/Mol} \cong 0,043 \text{ cal/g}$ ), als auch deren Fähigkeit, verschiedene Präparate zu charakterisieren. Die Kristalle enthalten Verunreinigungen aus dem Schmelzfluss [1], die sich namentlich bei der Umwandlung tetragonal-kubisch auf die Kurvenform auswirken.

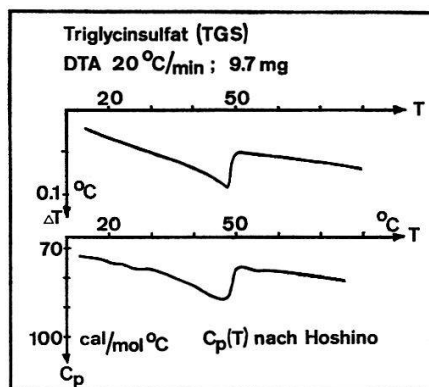


Figur 1

Um eine Aussage über die quantitative Bestimmung der Umwandlungswärmen zu erhalten, wurde ein 1:1 Gemisch von KNbO<sub>3</sub> und BaTiO<sub>3</sub> gegeneinander geeicht und dabei Abweichungen bis 40% gegenüber dem Mittelwert kalorimetrischer Messungen festgestellt.

### 2. Triglycinsulfat (TGS)

Eine ferroelektrische Umwandlung zweiter Ordnung finden wir bei TGS. Die Übereinstimmung des Kurvenverlaufs mit der kalorimetrischen Messung von HOSHINO [2] ist erstaunlich gut (Fig. 2). Dabei war die DTA-Messung in 15 Minuten abgeschlossen. Der stark verbreiterte Peak mit dem allmählichen Abfallen der DTA-Kurve vor der Umwandlung ist nach RAO et al. [3] typisch für eine Umwandlung 2. Ordnung.



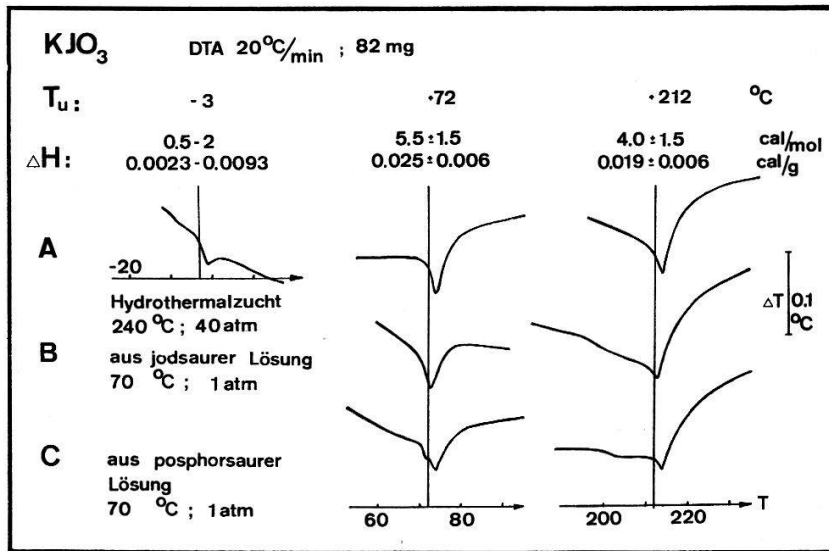
Figur 2

### 3. KJO<sub>3</sub>

Die aus dielektrischen Untersuchungen [4] bekannten ferroelektrischen Phasenumwandlungen von KJO<sub>3</sub> wurden thermisch nachgewiesen und die Umwandlungs-



energien abgeschätzt. Zur Eichung wurde die 120°C-Umwandlung von BaTiO<sub>3</sub> mit 50 ± 5 cal/mol verwendet. Um die Ordnung der Umwandlung zu bestimmen, haben VERKHOVSKAYA et al. [5] die Temperaturabhängigkeit der Absorptionskante an Proben der Qualität B (Fig. 3) gemessen. In Übereinstimmung mit diesen Messungen zeigt die DTA von A und B bei 72°C eine Umwandlung 1. Ordnung. Aus der DTA geht jedoch im Gegensatz zu den optischen Messungen an Qualität B hervor, dass bei den besseren Kristallen der Qualität A auch der Übergang bei 212°C 1. Ordnung ist, wobei allerdings in der Umgebung der Umwandlungstemperatur grosse Änderungen der spezifischen Wärme oder der Wärmeleitfähigkeit auftreten.



Figur 3

Die Ordnung des Phasenübergangs bei -3°C kann aus der DTA nicht gut bestimmt werden, da der thermische Effekt sehr schwach ist. Aus Messungen der Temperaturabhängigkeit der Spontanpolarisation (4) ist der Übergang von 2. Ordnung, so dass die angegebene Energiedifferenz keiner Umwandlungsenthalpie entsprechen dürfte.

#### 4. Besondere Effekte an ferroelektrischen Stoffen

Alterungserscheinungen an Ferroelektrika sind allgemein bekannt. Im Laufe der vorliegenden Untersuchung sind oft Unterschiede zwischen frischen und gealterten Proben aufgetreten, die darauf hinweisen, dass die DTA einen Einblick in die energetischen Verhältnisse von Alterungseffekten gestatten kann. Durch das Auftreten von Spontanpolarisation und Domänenbildung können auch Raumladungen, Oberflächenschichten und orientierte Gitterdefekte bei Temperaturänderungen zu thermischen Fluktuationen führen. Bei KJO<sub>3</sub> sind solche Effekte mit DTA nachgewiesen worden. Energetisch sind sie von gleicher Grössenordnung wie die Umwandlungsenergien.

Bei Messungen an ferroelektrischen Pulvern muss beachtet werden, dass die Zerkleinerung der Kristalle nicht zu weit getrieben wird oder durch das Zerreiben zu viele Gitterdefekte erzeugt werden. So verschwindet auch bei nicht sehr fein zerriebenem SbSJ die ferroelektrische Umwandlung vollkommen. Es scheint uns damit die Möglichkeit gegeben, in Zukunft die DTA auch zur Untersuchung kritischer Korngrössen einzusetzen.



*Literaturverzeichnis*

- [1] H. AREND und J. NOVAK, *Kristall und Technik* 1, 93 (1966).  
 [2] S. HOSHINO et al., *Phys. Rev.* 107, 1255 (1957).  
 [3] K. J. RAO und C. N. R. RAO, *J. Materials Sci.* 1, 238 (1966).  
 [4] U. HELG, Diss. ETH, Nr. 4384 (1969).  
 [5] K. A. VERKHOVSKAYA und A. S. SONIN, *Soviet Phys. JETP* 25, 249 (1967).

**NMR-NQR Crossrelaxationsexperimente  
 an antiferroelektrischem Diammoniumtrihydrogenorthoperjodat**

von R. KIND

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die Detektion von extrem breiten ( $\sim 400$  kHz) und schwachen NQR-Übergängen, wie sie in  $(\text{NH}_4)_2\text{H}_3\text{IO}_6$  vorliegen, ist mit den herkömmlichen Empfängern und Breitlinienspektrometern nicht möglich. Für bestimmte Orientierungen des Kristalls bezüglich  $H_0$  besitzt das Jodspinsystem gleiche Energieunterschiede wie das Protonenspinsystem. Durch die unter dieser Bedingung auftretende Kopplung tritt eine Energieübertragung vom Protonen- zum Jodspinsystem auf. Dies ist als Verkürzung der Spin-Gitterrelaxationszeit  $T_{1P}$  der Protonen feststellbar und erlaubt die Bestimmung der Kernquadrupolwechselwirkungsenergie. Die Empfindlichkeit dieser Methode hängt sehr stark vom ungestörten  $T_{1P}$  und von der Kopplung zwischen den beiden Spinsystemen ab. Im vorliegenden Fall wurde als untere Grenze für die Detektierbarkeit der stärksten Übergänge ein  $T_{1P}$  von ca. 50 msec gemessen. Bei Zimmertemperatur ( $T_{1P} = 160$  msec) werden schon ziemlich schwache NQR-Übergänge sichtbar.

**Phonon-Phonon Interactions and Ultrasonic Attenuation in He II**

by R. K. WEHNER and R. KLEIN

(Laboratories RCA Ltd., 8005 Zürich)

The temperature and frequency dependence of the velocity and attenuation of sound in liquid  $^4\text{He}$  below 0.6 K are determined by phonon-phonon interactions. These interactions have been treated so far on the basis of the hydrodynamic model [1, 2, 3], where the energy is assumed to be a functional of the mass density  $\rho(\mathbf{r}) = \rho + \delta\rho(\mathbf{r})$  ( $\rho =$  equilibrium density). By quantization of the fluctuations of this density one introduces phonons characterized by a wave vector  $\mathbf{q}$  and an energy  $\hbar\omega_{\mathbf{q}}$ . A special feature of this procedure is that a part of the phonon-phonon interactions appears to be velocity dependent.

This is in contrast to the case of the anharmonic lattice, where the interaction potential depends only on displacements. It is just due to this fact that in the lattice case phonon-phonon interactions can be treated in a relatively compact and elegant way [4, 5, 6]. In order to apply the theory developed in Refs. [4, 5, 6] to He II we will derive a different form for the hydrodynamic Hamiltonian which corresponds to the lattice Hamiltonian in the limit of an isotropic continuous medium.

For a monatomic lattice the displacement of atom  $l$  is expressed in terms of normal coordinates (see, for instance, equation (2.8) of Ref. [5])

$$\mathbf{u}(l) = \frac{1}{\sqrt{Nm}} \sum_{\mathbf{q}} \mathbf{e}(\mathbf{q}) e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x}(l)} \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_{\mathbf{q}}}} A(\mathbf{q}) . \quad (1)$$

In the limit of an isotropic continuum with only longitudinal phonons the polarization vectors are

$$\mathbf{e}(\mathbf{q}) = i \hat{\mathbf{q}}, \quad \hat{\mathbf{q}} = \frac{\mathbf{q}}{q}, \quad (2)$$

and the equilibrium position  $\mathbf{x}(l)$  goes over into the continuous variable  $\mathbf{r}$

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}) = i \sqrt{\frac{\hbar}{2V\rho}} \sum_{\mathbf{q}} \hat{\mathbf{q}} \frac{1}{\sqrt{\omega_{\mathbf{q}}}} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} A(\mathbf{q}) . \quad (3)$$

The position of a displaced particle is then given by  $\mathbf{r}' = \mathbf{r} + \mathbf{u}(\mathbf{r})$ .

In order to express the kinetic energy

$$T = \frac{1}{2} \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') \mathbf{v}^2(\mathbf{r}') \quad (4)$$

in terms of the normal coordinates  $A(\mathbf{q})$ , we have first to write (4) as an integral over  $\mathbf{r}$ . Taking into account that  $\mathbf{v}(\mathbf{r}') = \dot{\mathbf{u}}(\mathbf{r})$  and that the mass element is an invariant of motion

$$dm = \rho(\mathbf{r}') d^3r' = \rho d^3r , \quad (5)$$

we immediately obtain

$$T = \frac{\rho}{2} \int d^3r \dot{\mathbf{u}}^2(\mathbf{r}) = \frac{\hbar}{4} \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{\omega_{\mathbf{q}}} \dot{A}(\mathbf{q}) \dot{A}(-\mathbf{q}) . \quad (6)$$

The potential energy is originally given as [1]

$$E_{pot} = \rho c_0^2 \int d^3r' \left\{ \frac{1}{2} \left( \frac{\delta \rho(\mathbf{r}')}{\rho} \right)^2 + \frac{2u-1}{6} \left( \frac{\delta \rho(\mathbf{r}')}{\rho} \right)^3 + \dots \right\} . \quad (7)$$

Using the Jacobian

$$\frac{d^3r'}{d^3r} = \text{Det} \left| \delta_{\alpha\beta} - \sqrt{\frac{\hbar}{2V\rho}} \sum_{\mathbf{q}} \hat{q}_{\alpha} \hat{q}_{\beta} \frac{1}{\sqrt{\omega_{\mathbf{q}}}} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} A(\mathbf{q}) \right| \equiv D(\mathbf{r}) , \quad (8)$$

the density fluctuations are expressed as

$$\frac{\delta \rho(\mathbf{r}')}{\rho} = D^{-1}(\mathbf{r}) - 1 , \quad (9)$$

so that equation (7) can be transformed into the form familiar in lattice dynamics

$$E_{pot} = \frac{\hbar}{4} \sum_{\mathbf{q}} \frac{c_0^2 q^2}{\omega_{\mathbf{q}}} A(\mathbf{q}) A(-\mathbf{q}) + \hbar \sum_{\mathbf{q}_1 \mathbf{q}_2 \mathbf{q}_3} V(\mathbf{q}_1 \mathbf{q}_2 \mathbf{q}_3) A(\mathbf{q}_1) A(\mathbf{q}_2) A(\mathbf{q}_3) + \dots , \quad (10)$$

$$V(\mathbf{q}_1 \mathbf{q}_2 \mathbf{q}_3) = \left( \frac{\hbar c_0^4 q_1^2 q_2^2 q_3^2}{288 V \rho \omega_{q_1} \omega_{q_2} \omega_{q_3}} \right)^{1/2} \times [2u - 1 + (\hat{\mathbf{q}}_1 \cdot \hat{\mathbf{q}}_2)^2 + (\hat{\mathbf{q}}_2 \cdot \hat{\mathbf{q}}_3)^2 + (\hat{\mathbf{q}}_3 \cdot \hat{\mathbf{q}}_1)^2] \delta_{\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 + \mathbf{q}_3, 0} . \quad (11)$$

The anharmonicities appearing in equation (10) only contain the  $A(\mathbf{q})$  (and not  $\dot{A}(\mathbf{q})$ ), and the coupling parameters (11) differ from those ordinarily used for the He II problem, in so far as the scalar products of the unit vectors are squared.

With  $T + E_{pot}$  as Hamiltonian we have calculated the ultrasonic attenuation  $\alpha$  by investigating the self-energy of long-wavelength phonons. Within a model of linear dispersion we find that vertex corrections improve the agreement with experiment; in particular we can describe the variation of  $\alpha$  with temperature near the transition between the collision-less and collision-dominated regions [7]. Further details will appear elsewhere.

#### References

- [1] R. KRONIG and A. THELLUNG, *Physica* 18, 749 (1952).
- [2] I. M. KHALATNIKOV, *Introduction to the Theory of Superfluidity* (W. A. Benjamin, Inc., New York 1965).
- [3] C. J. PETHICK and D. TER HAAR, *Physica* 32, 1905 (1966).
- [4] R. K. WEHNER, *Phys. Stat. Sol.* 22, 527 (1967).
- [5] R. KLEIN and R. K. WEHNER, *Phys. Condens. Matter* 8, 141 (1968).
- [6] R. KLEIN and R. K. WEHNER, *Phys. Condens. Matter* 10, 1 (1969).
- [7] B. M. ABRAHAM, Y. ECKSTEIN, J. B. KETTERSON, M. KUCHNIR and J. VIGNOS, *Phys. Rev.* 181, 347 (1969).

### Über die Bildung von $\text{NaNb}_2\text{O}_5\text{F}$

VON H. AREND

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Über die Entstehungsweise von Oxidfluoridverbindungen ist wenig bekannt.  $\text{NaNb}_2\text{O}_5\text{F}$ , eine Verbindung mit Wolframbronzestruktur, entsteht durch isothermale Gasphasentransport in abgeschlossenen Reaktionssystemen.  $\text{H}_2\text{O}$  als Transportmittel zersetzt pyrohydrolytisch  $\text{NaF}$ , die Diffusion von  $\text{NaOH}$  über die Gasphase ist der geschwindigkeitsbestimmende Schritt und die Nb-Komponente wird über eine flüchtige Fluorverbindung angeliefert.

Die Arbeit wird zusammen mit W. PETTER und R. SCHMID (beide Kristallographisches Institut, ETH Zürich) wahrscheinlich in *Mat. Res. Bull.* veröffentlicht.

### Experimentelle Bestimmung der Phononenlebensdauer in Blei

VON A. FURRER und W. HÄLG

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

Mittels kohärenter, inelastischer Neutronenstreuung haben wir ausgewählte Teile der Phononendispersion  $w(\mathbf{q})$  in Blei bei  $5^\circ\text{K}$ ,  $80^\circ\text{K}$  und  $290^\circ\text{K}$  gemessen. Die Phononenfrequenzen erfahren als Funktion der Temperatur eine komplexe Verschiebung  $\delta(\mathbf{q}) + i\gamma(\mathbf{q})$ , was auf Phonon-Phonon-Wechselwirkungen zurückzuführen ist; der Imaginärteil entspricht dabei dem reziproken Wert der Phononenlebensdauer und äussert sich im Energiespektrum der gestreuten Neutronen als Peakverbreiterung.

Eine zusätzliche Verbreiterung resultiert aus der Elektron-Phonon-Wechselwirkung, welche als temperaturunabhängig angenommen werden darf. Unter dieser Annahme und der Voraussetzung, dass die Phonon-Phonon-Wechselwirkung bei 5°K vernachlässigbar klein ist, konnten wir beide Beiträge zur Phononenlebensdauer experimentell bestimmen: während die Elektron-Phonon und Phonon-Phonon-Wechselwirkung bei 80°K etwa vergleichbar sind und für transversale Phononen mittlere Lebensdauer von 20 ps ergeben, resultiert aus der Phonon-Phonon-Wechselwirkung bei 290°K eine mittlere Lebensdauer von 4 ps. Diese Resultate sind in guter Übereinstimmung mit Werten, welche auf Grund eines effektiven Ion-Ion- bzw. Elektron-Ion-Potentials berechnet wurden [1, 2].

#### Literatur

- [1] T. SCHNEIDER und E. STOLL, private Mitteilung.  
 [2] L. BOHLIN, I. EBBSJÖ und T. HÖGBERG, Report AE-348, Stockholm (1969).

### Zur Theorie der Doppelinjektion

VON H. P. SCHWOB, I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER, E. BALDINGER  
 (Institut für angewandte Physik der Universität Basel)

Die Theorie der Doppelinjektion ist für den Fall ohne Traps gut bekannt und an Germanium und Silizium experimentell bestätigt worden. Die Doppelinjektion gewinnt auch in Halbleitern mit grossem Bandabstand, bei denen die Traps sehr wesentlich sind, zunehmend an Interesse, doch sind nur in wenigen Spezialfällen Lösungen bekannt.

Im allgemeinen wird von der Kontinuitäts- und der Poissongleichung ausgegangen und die Lösungen  $n(x)$  und  $p(x)$  – die Dichten der freien Elektronen bzw. Löcher in Funktion des Ortes – gesucht. Werden eine oder mehrere Trapsorten berücksichtigt, so können diese Lösungen meist nur numerisch gefunden werden. Um die wesentlichen physikalischen Prozesse und damit die Grundlagen für Näherungen erkennen zu können, wird eine neue Darstellung des Gleichungssystems vorgeschlagen.

An Stelle der Variablen  $x$  sollen die Variablen  $n$  und  $p$  benützt und an Stelle von  $n(x)$  und  $p(x)$  soll  $n(p)$  gesucht werden. Die Lösungen  $n(p)$  sind Kurven in der  $n$ - $p$ -Ebene, die durch gewisse Parameter, z. B. Kristalldicke und Stromdichte, charakterisiert sind. Die Gleichung für  $n(p)$  lautet für den linearen und stationären Fall bei Vernachlässigung der Diffusion

$$\frac{dn}{dp} = \frac{\mu \rho n - \epsilon r}{\mu \rho p + \epsilon r}$$

mit Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$ , Driftbeweglichkeit  $\mu$ , Rekombinationsrate  $r$ , Raumladungsdichte  $\rho$ .

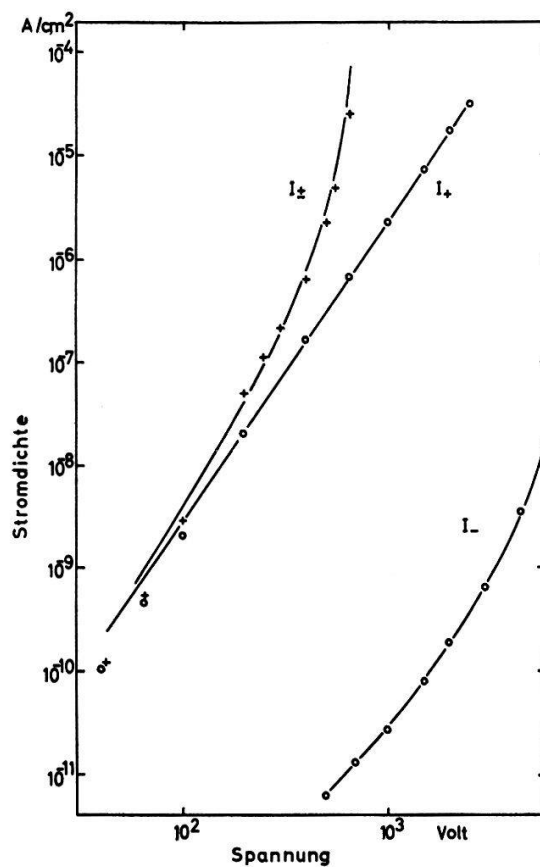
Die Bedeutung dieser Darstellung liegt darin, dass man aus den Daten über die Traps und die Rekombination – mindestens gebietsweise – analytische Lösungen für die Rekombinationsraten und die Raumladungsdichte erhält. Daraus ergeben sich stückweise Lösungen für  $n(p)$ .

Nachträglich lässt sich auf den Kurven  $n(p)$  eine  $x$ -Skala anbringen.

Dem Verschwinden des elektrischen Feldes bei den Kontakten entspricht die Randbedingung, dass die Kontaktflächen im Unendlichen der  $n$ - $p$ -Ebene liegen.

Mit dieser Darstellung lässt sich nun ausrechnen, welche Gebiete in der  $n$ - $p$ -Ebene für ein bestimmtes Verhalten, z. B. für die Strom-Spannungsabhängigkeit, wesentlich sind. Damit werden die gewünschten Näherungslösungen erhalten.

Mit Hilfe des Parameters  $c = (\epsilon \langle v \sigma \rangle) (\mu q)$ ,  $\langle v \sigma \rangle$  ist die Rekombinationskonstante für den wesentlichen Rekombinationsprozess, lassen sich zwei Spezialfälle erkennen, für die auch in den Fällen mit Traps Näherungslösungen entwickelt worden sind. Für  $c \gg 1$  ist die Rekombinationszone klein gegenüber der Kristalldicke und trennt damit zwei Gebiete, die sich wie bei Einfachinjektion verhalten. Für  $c \ll 1$  ist fast über die ganze Dicke des Kristalls die totale Raumladungsdichte klein gegenüber der Raumladungsdichte einer Ladungsträgersorte. Es herrscht angenähert Neutralität. Dies ist der Fall bei Ge und Si.



$I_+$  Löcherinjektion, Messung

$I_-$  Elektroneninjektion, Messung

$I_{\pm}$  Doppelinjektion, Theorie (—) und Messpunkte +

Wir befassten uns mit dieser Theorie zur Erklärung von Experimenten an Anthrazenkristallen. Für Anthrazen beträgt  $c$  etwa 0,2. Aus den Messungen bei Einfachinjektion (Figur) wurden die Trapverteilungen für Löcher und Elektronen bestimmt. Mit Hilfe der hier entwickelten Theorie wurde damit die Strom-Spannungsabhängigkeit bei Doppelinjektion berechnet (Figur). Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist recht gut. Zur Anpassung steht ein Parameter, z. B. die Elektronenlebensdauer, zur Verfügung.

Durch diese Betrachtungsweise der Doppelinjektion ist es möglich, auch in den bis jetzt kaum behandelten Fällen mit Traps, ohne aufwendige Computerarbeit das wesentliche Verhalten zu erklären.

Dem Schweizerischen Nationalfonds danken wir für die Finanzierung der Untersuchungen.

### High-Field Drift Velocities in Silicon and Germanium

by R. JAGGI

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon/ZH)

The dependence of the drift velocity  $v$  upon the electric field  $E$  for  $n$ -type germanium at room temperature is represented by some typical curves in Fig. 1. The experimental points are deduced from current-voltage pulse measurements of several authors [1-4]. Ohm's law

$$v = \mu_0 E \tag{1}$$

with a field-independent mobility  $\mu_0$  is valid only in the limit  $E \rightarrow 0$ . In high electric fields a saturation of the drift velocity is more or less approached. The scatter of data is beyond the statistical errors and it is remarkable that saturation drift velocities  $v_c$  near  $10^5 \text{ ms}^{-1}$  are reached.

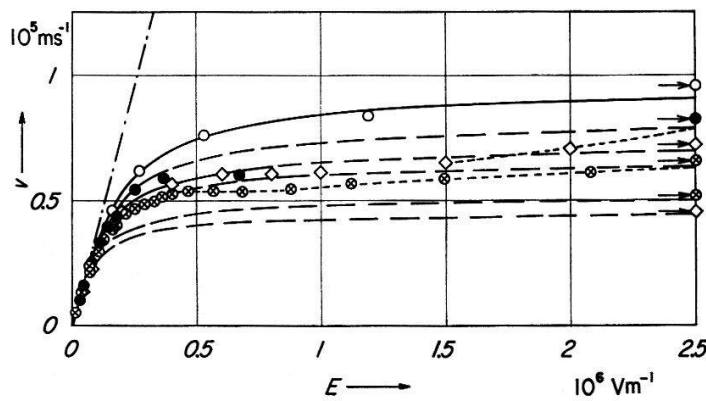


Figure 1

Electron drift velocity  $v$  versus electric field  $E$  for  $n$ -type germanium at  $T = 300^\circ\text{K}$  ( $\mu_0 = (0.38 \pm 0.01) \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , orientation not specified).

- RYDER and SHOCKLEY [1].  $\rho_0 = 6.25 \Omega \text{ cm}$ ,  $v_c = (0.955 \pm 0.025) \times 10^5 \text{ ms}^{-1}$ .
- RYDER [2].  $\rho_0 = 2.74 \Omega \text{ cm}$ ,  $v_c = (0.82 \pm 0.02) \times 10^5 \text{ ms}^{-1}$ .
- ⊗ GUNN [3] three specimens.  $\rho_0 = 2 \Omega \text{ cm}$ ,  $v_c = (0.51 \pm 0.01) \times 10^5 \text{ ms}^{-1}$  and  $v_c = (0.66 \pm 0.02) \times 10^5 \text{ ms}^{-1}$ .
- ◇ PRIOR [4] three or four specimens.  $\rho_0 = 34 \Omega \text{ cm}$  (PRIOR applied a correction of the hole contribution to the current),  $v_c = (0.45 \pm 0.01) \times 10^5 \text{ ms}^{-1}$  and  $v_c = (0.72 \pm 0.02) \times 10^5 \text{ ms}^{-1}$ .
- Ohm's law  $v = \mu_0 E$  (1).
- Equation (2) or (3).
- - - - Extrapolation to  $E \rightarrow \infty$  ( $\mu \rightarrow 0$  according to equation (3)).
- > Symbols with arrow correspond to the extrapolated saturation drift velocities  $v_c$ .
- Interpolation of experimental points in the high-field region.



It is the purpose of this note to show that the non-ohmic behavior of germanium is well described, as in the case of silicon, by the empirical relation [5]

$$E = \frac{v/\mu_0}{1 - (v^2/v_c^2)} \quad (2)$$

or

$$\mu = \frac{v}{E} = \mu_0 \left(1 - \frac{v^2}{v_c^2}\right). \quad (3)$$

Equation (3) allows a linear plot of the effective mobility  $\mu$  versus  $v^2$ . In Figure 2 the data of Figure 1 are plotted in this way. It is evident that the experimental points of each individual specimen are located on a straight line over a wide range (exceptions in the high-field region can be explained, e.g. by carrier injection). The extrapolated saturation drift velocities  $v_c$  are given in the caption of Figure 1. Of special interest are the differences of  $v_c$  between different specimens of the same resistivity  $\rho_0$  but of different dimensions.

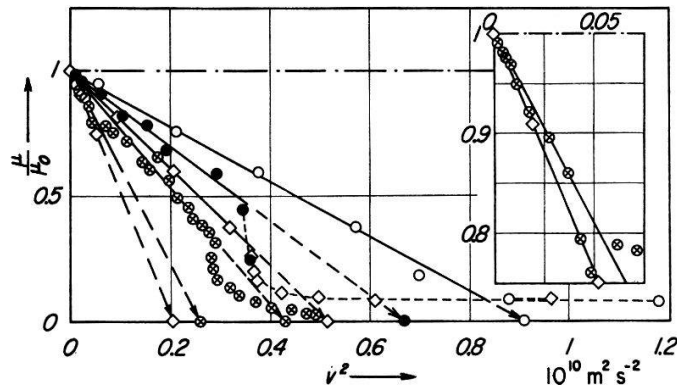


Figure 2

Linear plot of the reduced effective mobility  $\mu/\mu_0$  versus  $v^2$ . The symbols are the same as in Figure 1.

As in the case of silicon, this is interpreted by a geometry-dependence of  $v_c$ . A detailed analysis of literature data of silicon and germanium as well as own experiments on silicon [5] show that the saturation drift velocity  $v_c$  defined by equation (2) or (3) is not a material constant but depends on the geometry of the specimen. This dependence can be approximated for cylinders of radius  $a$  by

$$\frac{1}{v_c^2} = \frac{A}{a} + B a + C. \quad (4)$$

There is a maximum drift velocity  $\hat{v}_c$  for a characteristic radius  $a_c = (A/B)^{1/2}$ . Both semiconductors under consideration have room temperature values of  $\hat{v}_c$  and  $a_c$  of the order of  $10^5 \text{ ms}^{-1}$  and  $10^{-4} \text{ m}$ , respectively. A characteristic length of this order of magnitude results from a simple energy argument. The average magnetic energy in the interior of a cylindrical conductor (in usual MKS notation with  $\mu'_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ VsA}^{-1} \text{ m}^{-1}$ ) equated with the average kinetic energy yields

$$a_c^2 = 8 \frac{m}{\mu'_0 N e^2} = 8 \frac{c^2}{\omega_{\text{plasma}}^2}. \quad (5)$$

The inhomogeneous current distribution in high electric fields [5] is essentially determined by this characteristic length  $a_c$ .

References

- [1] E. J. RYDER and W. SHOCKLEY, Phys. Rev. 81, 139 (1951).
- [2] E. J. RYDER, Phys. Rev. 90, 766 (1953).
- [3] J. B. GUNN, J. Electronics 2, 87 (1956).
- [4] A. C. PRIOR, J. Phys. Chem. Solids 12, 175 (1959).
- [5] R. JAGGI and H. WEIBEL, Helv. phys. Acta 42, 631 (1969).

**Application de la théorie mathématique des courants  
aux systèmes rhéologiques**

par D. BOVET

(Laboratoire de Géotechnique de l'Ecole polytechnique fédérale de Lausanne)

Dans une précédente communication [1], nous avons montré comment la notion mathématique de courant permettait de traiter de façon synthétique les systèmes physiques continus ou discontinus, et nous avons donné pour exemple l'électromagnétisme. Nous allons exposer maintenant l'exemple de l'élastodynamique.

Les équations de l'élastodynamique portent sur les formes différentielles suivantes:

$$\begin{aligned}
 v, & \qquad w = w^\times [dx^1 dx^2 dx^3], \\
 \beta = \beta_1 dx^1 + \beta_2 dx^2 + \beta_3 dx^3, & \quad \tau = \tau^1 [dx^2 dx^3] + \tau^2 [dx^3 dx^1] + \tau^3 [dx^1 dx^2], \quad (1) \\
 \gamma = \gamma_1 dx^1 + \gamma_2 dx^2 + \gamma_3 dx^3; & \qquad f = f^\times [dx^1 dx^2 dx^3],
 \end{aligned}$$

où tous les coefficients sont des vecteurs à trois composantes; le vecteur  $v$  est la vitesse, la matrice  $(\beta_1 \beta_2 \beta_3)$  est la *distorsion*<sup>1)</sup>, la matrice  $(\gamma_1 \gamma_2 \gamma_3)$  est le *fluage*; le vecteur  $w^\times$  est la *densité de quantité de mouvement*, la matrice  $(\tau^1 \tau^2 \tau^3)$  est le tenseur des contraintes, et le vecteur  $f^\times$  est la *densité de force appliquée*.

Cela posé, les équations de l'élastodynamique  $\text{grad } v - \partial_i \beta = \gamma$  et  $-\text{div } \tau + \partial_i w = f$  s'écrivent ainsi, au moyen des opérateurs  $d$  (différentielle) et  $b$  (bord):

$$dv - \dot{\beta} = \gamma, \quad b \tau + \dot{w} = f. \quad (2)$$

Il se présente ici une difficulté qui n'a pas d'analogue en électromagnétisme: c'est que les relations phénoménologiques s'expriment par un *homomorphisme* de l'espace des distorsions dans l'espace des contraintes, mais que cet homomorphisme *n'a pas d'inverse*; cela vient de ce que  $\tau$  doit être symétrique, et qu'en contrepartie  $\beta$  contient une rotation indéterminée. Pour que les relations matérielles s'expriment par un *isomorphisme*, il faut passer de la distorsion  $\beta$  à la *déformation*  $\epsilon$ . La déformation

<sup>1)</sup> La distorsion est la somme de la *déformation*  $\epsilon$  et de la *rotation*  $\omega$ :  $\beta = \epsilon + \omega$ .

n'étant plus un courant, il n'est plus possible de traiter simultanément le cas continu et le cas discontinu; néanmoins, un étroit parallélisme peut être conservé.

Dans le cas continu, le passage de  $\beta$  à  $\varepsilon$  se fait par *symétrisation* de la matrice  $(\beta_1 \beta_2 \beta_3)$ , et nous poserons

$$\varepsilon = \text{sym } \beta, \quad \zeta = \text{sym } \gamma. \quad (3)$$

L'opérateur sym fait passer du *courant*  $\beta$  au *tenseur symétrique*  $\varepsilon$ . L'opérateur transposé sym' ferait passer d'un tenseur symétrique à un courant; aussi poserons-nous

$$\tau = \text{sym}' \sigma, \quad (4)$$

$\sigma$  étant un tenseur symétrique d'ordre 2, dont les composantes sont exactement celles de  $\tau$ ; cette équation (4) n'est donc, si l'on veut, qu'une subtilité d'écriture.

Dans le cas discontinu, le support des courants définissant le champ élasto-dynamique sera un *complexe* formé de  $N$  lignes droites  $L_i$ , et de  $M$  points  $P_i$ ;  $L^i$  et  $P^i$  désigneront respectivement les formes duales des chaînes élémentaires  $L_i$  et  $P_i$ , et les opérations  $b$  et  $d$  s'exprimeront au moyen de la matrice d'incidence  $(a_i^j)$ :

$$b L_i = a_i^j P_j, \quad d P^i = a_i^j L^j. \quad (5)$$

On aura

$$\begin{aligned} w &= w^i P_i, & f &= f^i P_i, & \tau &= \tau^i L_i, \\ v &= v_i P^i, & \gamma &= \gamma_i L^i, & \beta &= \beta_i L^i, \end{aligned} \quad (6)$$

tous les coefficients étant vectoriels à trois composantes.

Nous supposons dans chaque branche un état de *traction simple* (positive ou négative), ce qui s'exprimera par le fait que chaque coefficient  $\tau^i$  est un vecteur parallèle à la direction de la ligne  $L_i$  correspondante. Tout système continu peut être approché autant que l'on veut par un système discontinu de ce type.

Soit

$$x = x_i P^i \quad (7)$$

la forme *emplacement*: chaque coefficient  $x_i$  est le vecteur dont les composantes sont les trois coordonnées du point correspondant  $P_i$ . La forme *intervalle*

$$X = dx = x_j a_i^j L^i = X_i L^i \quad (8)$$

a pour coefficients  $X_i = a_i^j x_j$  les intervalles vectoriels correspondant à chaque ligne  $L_i$ .

Soit  $|X_i|$  la longueur de la ligne  $L_i$ , et posons

$$Y^i = \frac{X_i}{|X_i|^2} \quad (\text{sans sommation sur } i). \quad (9)$$

Nous définirons la chaîne  $Y$  par l'équation

$$Y = Y^i L_i \quad (\text{avec sommation}); \quad (10)$$

on a donc en chaque ligne:

$$X^i \cdot Y_i = 1, \quad X^i \times Y_i = 0 \quad (\text{sans sommation}). \quad (11)$$

En chaque barre nous définirons le *viriel*  $\sigma^i$  comme le scalaire produit de la *tension* par la longueur de la barre, et l'*allongement spécifique*  $\varepsilon_i$  comme le quotient de l'*allongement total* par la longueur de la barre. On voit que l'on aura, en chaque barre

$$\tau^i = Y^i \sigma^i \text{ et } \varepsilon_i = Y^i \cdot \beta_i \quad (\text{sans sommation}), \quad (12)$$

ce que, pour l'ensemble du système, nous symboliserons ainsi:

$$\tau = Y \sigma, \quad \varepsilon = Y' \beta; \quad (13)$$

nous poserons encore

$$\zeta = Y' \gamma. \quad (14)$$

Cela étant, nous tirons des équations (2), respectivement pour le cas continu et pour le cas discontinu

$$\text{sym } dv - \dot{\varepsilon} = \zeta, \quad b \text{ sym}' \sigma + \dot{w} = f. \quad (15c)$$

$$Y' dv - \dot{\varepsilon} = \zeta, \quad b Y \sigma + \dot{w} = f. \quad (15d)$$

Il faut prendre garde que les opérations *sym* et  $Y'$  n'étant pas identiques, quoiqu'elles servent bien à exprimer le même fait,  $\varepsilon$  et  $\sigma$  ne sont pas la même chose dans l'un et l'autre cas; néanmoins, nous en ferons le même usage dans ce qui va suivre.

Nous poserons

$$\zeta = \zeta' + Z, \quad f = f' + F, \quad (16)$$

$\zeta'$  et  $f'$  étant phénoménologiquement liés respectivement à  $\sigma$  et à  $v$ ,  $Z$  et  $F$  représentant des actions extérieures. Soient

$$\dot{\varepsilon} + \zeta' = K \sigma, \quad \dot{w} - f' = M v, \quad (17)$$

les relations matérielles,  $K$  et  $M$  désignant des opérateurs linéaires.

Les équations (15) deviendront respectivement

$$\begin{pmatrix} -K & \text{sym } d \\ b \text{ sym}' & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z \\ F \end{pmatrix}, \quad (18c)$$

$$\begin{pmatrix} -K & Y' d \\ b Y & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z \\ F \end{pmatrix}. \quad (18d)$$

Les matrices des équations (18) sont généralement régulières, en sorte qu'un problème de rhéologie reviendra à se donner  $Z$  et  $F$ , sans s'astreindre à aucune restriction, et à chercher  $\sigma$  et  $v$  qui sont déterminés sans condition supplémentaire. Ayant obtenu  $v$ , on en déduira la *vitesse de rotation*  $\dot{\omega}$ , définie respectivement par

$$\dot{\omega} = dv - \text{sym } dv, \quad (19c)$$

$$\dot{\omega} = dv - Y' dv. \quad (19d)$$

#### Bibliographie

[1] D. BOVET, Helv. phys. Acta 41, 1275 (1968).

### Pic de Bordoni de l'or écroui<sup>1)</sup>

par P. A. GRANDCHAMP, W. BENOIT et B. BAYS

(Laboratoire de Génie Atomique de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)

Différents auteurs ont étudié, pour différents métaux c.f.c., l'influence du taux d'écroutissage sur la hauteur du pic de Bordoni. MECS et NOWICK [1] ont constaté qu'il n'y pas de relation univoque entre ces deux grandeurs, mais que d'autres paramètres tels que le mode de déformation jouent un rôle fondamental.

Nous avons répété ces expériences sur de l'or polycristallin (pureté 99,999%) écroui par traction à température ambiante. Les échantillons cylindriques sont ensuite coupés par électro-érosion à 40 mm de longueur. Le frottement intérieur est mesuré, en vibrations longitudinales, à la fréquence de 25 kHz à l'aide d'un appareil décrit ailleurs [2]. La Figure 1 représente le frottement intérieur,  $Q^{-1}$ , en fonction de la

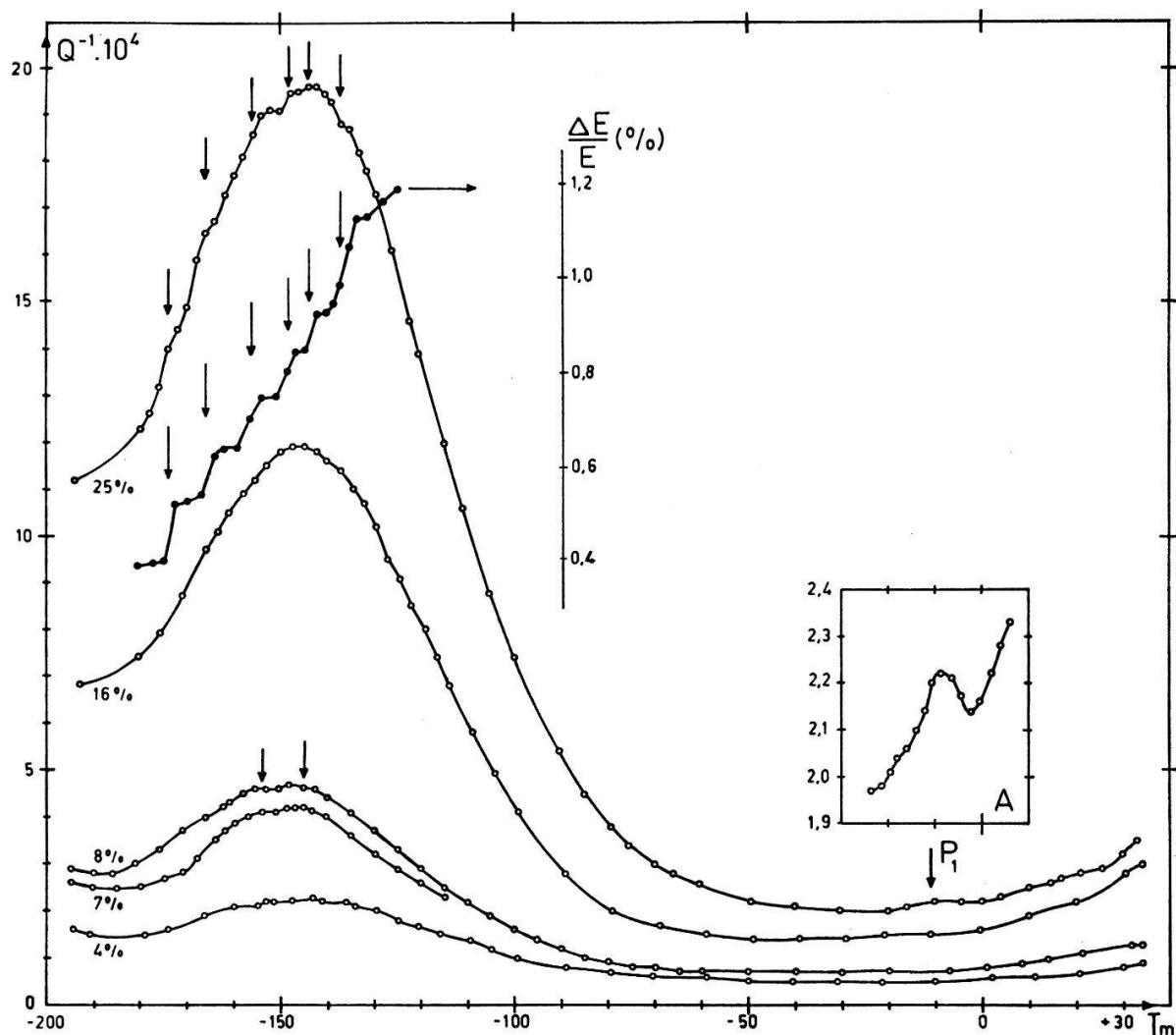


Figure 1

Frottement intérieur  $Q^{-1}$  en fonction de la température de mesure  $T_m$ . Paramètre: taux d'écroutissage par traction. La courbe avec les cercles noirs donne le défaut de module  $\Delta E/E$  de l'échantillon écroui de 25%. La portion agrandie A de la courbe supérieure met en évidence le pic  $P_1$ .

<sup>1)</sup> Subside 2.60.68 du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

température de mesure. On constate tout d'abord que la hauteur du pic de Bordoni est une fonction croissante monotone du taux d'écroutissage; le pic le plus haut est obtenu avec une déformation de 25%. Le frottement intérieur à température ambiante (fonds) varie de façon similaire.

La croissance observée de la hauteur du pic de Bordoni avec le taux d'écroutissage est conforme aux résultats que DE FOUQUET et BOCH [3] ont obtenus sur l'aluminium. Cette observation est toutefois en contradiction avec les résultats obtenus sur d'autres métaux c.f.c. selon lesquels la hauteur du pic de Bordoni présente un maximum pour un écroutissage compris entre 3% et 6% [4, 5].

On constate de plus, en examinant ce résultat, que le pic de Bordoni peut relativement facilement se décomposer en une juxtaposition de plusieurs pics élémentaires. Les flèches du dessin indiquent les positions de ces derniers. Cette décomposition est confirmée par l'examen de la courbe du défaut de module associé au pic de Bordoni. Ce résultat est conforme à celui que THOMPSON et HOLMES [6] obtiennent sur le cuivre. Cependant, ces auteurs ne sont en mesure d'opérer cette décomposition que sur des échantillons faiblement écroutis. Ici, il semble au contraire que ce soit l'échantillon le plus déformé qui se prête le plus aisément à cette opération; il faut probablement rechercher l'origine de cette divergence dans la différence des états de contraintes internes, comme le laisse supposer la théorie de PARÉ [7].

Il est encore possible de localiser, sur la courbe de frottement intérieur de l'échantillon écrouti de 25%, un petit pic situé à  $-9^{\circ}\text{C}$  (voir le détail agrandi correspondant).

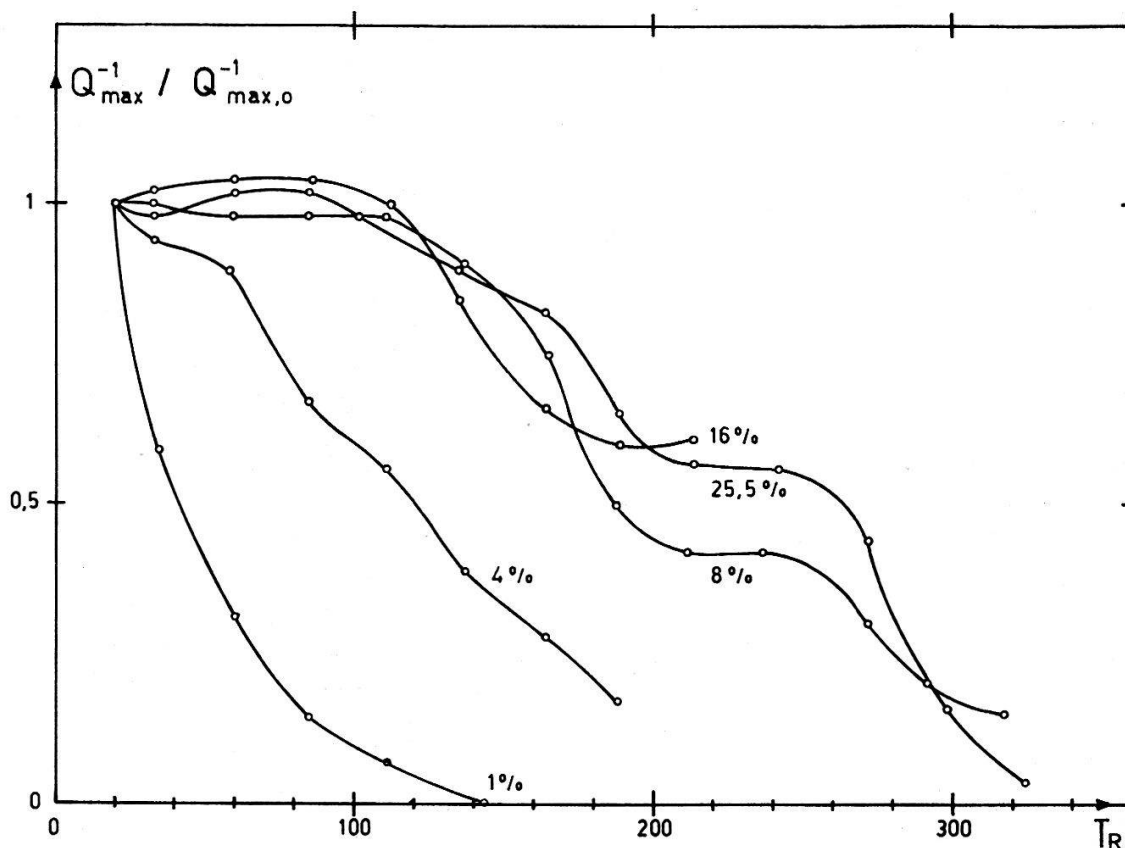


Figure 2

Hauteur normalisée du pic de Bordoni en fonction de la température de recuit  $T_R$ . Paramètre: taux d'écroutissage.



Il s'agit du pic  $P_1$  de OKUDA et HASIGUTI [8]. La température de son maximum confirme, à plus haute fréquence, les mesures de OKUDA et al. [8] et de BENOIT [9].

Sur la Figure 2, on a représenté la cinétique de recuit de ces différents pics. La hauteur normalisée du maximum du pic de Bordoni est reportée en fonction des températures des recuits de 30 mn qu'ont subis les échantillons. On voit que le pic de Bordoni disparaît extrêmement rapidement sur des échantillons faiblement écrouis. Pour des écrouissages de 8, 16 et 25%, cette restauration commence aux alentours de 120°C et s'opère en 2 stades bien distincts. En outre, des recuits à plus haute température ne font pas réapparaître le pic.

Ces résultats sont en contradiction avec l'opinion couramment admise [7] selon laquelle le pic de Bordoni, propriété intrinsèque des dislocations, ne disparaît qu'avec la recristallisation du métal.

#### *Bibliographie*

- [1] B. M. MECS et A. S. NOWICK, *Phil. Mag.* **17**, 509 (1968).
- [2] P. A. GRANDCHAMP et R. C. FORNEROD, à paraître dans *J. Sci. Instr.*
- [3] P. BOCH et J. DE FOUQUET, *Mém. sci. Rev. Met.* **10**, 711 (1968).
- [4] P. BOCH, Thèse (Poitiers 1968).
- [5] D. H. NIBLETT, *Physical Acoustics*, Vol. IIIA, édité par W. P. MASON (Academic Press, New York 1966).
- [6] D. O. THOMPSON et D. K. HOLMES, *J. appl. Phys.* **30**, 525 (1959).
- [7] V. K. PARÉ, *J. appl. Phys.* **28**, 332 (1961).
- [8] S. OKUDA et R. R. HASIGUTI, *Acta Met.* **11**, 257 (1963).
- [9] W. BENOIT, Thèse EPUL, 1968 (à paraître dans *Mém. Sci. Rev. Met.*).

### **Origin of Field Dependent Collection Efficiency in Contact Limited Devices**

by J. M. CAYWOOD

(Institute of Applied Physics of the University of Basel),

C. A. MEAD and J. W. MAYER

(California Institute of Technology, Pasadena)

It has been established that diffusion of photo-generated carriers into the electrode can be an important limitation of the collection efficiency of surface barrier limited photo conductors [1]. The relevance of these results to devices is discussed with emphasis on particle detectors [2].

#### *References*

- [1] J. M. CAYWOOD and C. A. MEAD, *J. Phys. Chem. Solids* (in press).
- [2] J. M. CAYWOOD, C. A. MEAD and J. W. MAYER, *Nucl. Inst. and Methods* (in press).