

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 42 (1969)
Heft: 4

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Bern, vom 2. und 3. Mai 1969

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 16.01.2026

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

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Bern, vom 2. und 3. Mai 1969

Präsident: Prof. Dr. K. P. MEYER, Bern
Vizepräsident: Dr. P. DE HALLER, Winterthur
Sekretär: Prof. Dr. F. K. KNEUBÜHL, Zürich
Vorstandsmitglieder: Prof. Dr. E. BALDINGER, Basel
Prof. Dr. H. SCHNEIDER, Fribourg

Administrativer Teil

1. Mitglieder

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: die Damen L. JÖRISSEN (Baden), A. ZIMMERMANN (Moillesulaz); die Herren M. BOGDANSKI (Cormondrèche), H. R. BOESCH (Zollikon), K. BORER (Bern), F. BUSCHOR (Basel), J.-P. CLAVEL (La Tour-de-Trême), R. CORFU (Neuchâtel), DANG-VAN-BA (Lausanne), P. DONZÉ (Genève), A. FAIST (Genève), K. FREUDENREICH (Meyrin), ST. GAGNEUX (Basel), D. GALLIKER (Fribourg), P. GERBER (Mönchaltorf), B. GIOVANNINI (Genève), J. HADERMANN (Vaduz), A. HINTERMANN (Schlieren), K. JELTSCH (Basel), W. KOCHER (Gebenstorf), TH. VON LEDEBUR (Dübendorf), H. LEUENBERGER (Gelterkinden), E. MANGOLD (Basel), A. MAREK (Dättwil), H.-O. MEYER (Basel), U. VON MÖLLENDORFF (Basel), P. MÜHLEMANN (Genève), H. H. NIEBUHR (Wallisellen), CH. NUSSBAUM (Neuchâtel), S. RIZVI (Basel), N. ROTT (Zürich), W. SALATHE (Basel), J. SCHACHER (Basel), M. SCHLÄPPI (Cointe-Sclessin), H. SCHMID (Carouge), W. SCHNEIDER (Dättwil), H. SOBOTTKA (Basel), E. STEINER (Basel), P. STETTLER (Niederhasli), P. VOGEL (Basel), E. WEIBEL (Lausanne), G. ZUMOFEN (Zürich).

Damit zählt die Gesellschaft 864 Mitglieder.

2. Jahresabrechnung: Rechnungsabschluss per 28. Februar 1969

Einnahmen

Mitgliederbeiträge	Fr. 9 364.76
Druckkostenbeiträge der Autoren	Fr. 12 840.—
Diverse Einnahmen	Fr. 1 112.80
Zins Zürcher Kantonalbank	Fr. 710.15
	<hr/>
	Fr. 24 027.71

Ausgaben

Druckkosten Tagungsberichte	Fr. 2 441.65
Sekretariat	Fr. 12 523.05
Neuanschaffung Schreibmaschine	Fr. 592.—
Diverse Unkosten	Fr. 280.75
PTT und Bankspesen	Fr. 2 144.35
EPG-Jahresbeitrag	Fr. 4 072.50
Tagungsspesen	Fr. 1 202.25
	<hr/>
	Fr. 23 256.55

Total Einnahmen	Fr. 24 027.71
Total Ausgaben	Fr. 23 256.55
Saldo	Fr. 771.16

Vermögen am 29. Februar 1968.	Fr. 31 294.32
Saldo per 28. Februar 1969	Fr. 771.16
	<hr/>
	Fr. 32 065.48

Das Vermögen befindet sich:

auf Postcheck-Konto 80-27577.	Fr. 9 763.68
auf Schweiz. Kreditanstalt, Kto-Krt.	Fr. 1 153.65
auf Zürcher Kantonalbank	Fr. 18 665.35
auf Lohnkonto ETH	Fr. 2 482.80
	<hr/>
	Fr. 32 065.48

Die Rechnungsführung wurde durch die Revisoren, Herrn Prof. Dr. P. MARMIER, ETH, und Herrn Prof. Dr. J. MULLER, Genf, geprüft und für richtig befunden. Die Generalversammlung der SPG erteilt der Rechnungsstelle Décharge.

3. Wahlen

Herr Prof. K. P. MEYER, Bern, tritt gemäss den Statuten als SPG-Präsident nach zweijähriger Amts dauer zurück. Die SPG dankt ihm für seine vorzügliche, aktive Amtsführung und wünscht ihm weiterhin alles Gute.

Als neuer SPG-Präsident wird gewählt: Herr Dr. P. DE HALLER, Winterthur, bisher SPG-Vizepräsident. Seine Nachfolge als SPG-Vizepräsident übernimmt Herr Prof. E. HEER, Genf. Die Vorstandsmitglieder, Prof. E. BALDINGER, Basel, Vertreter der angewandten Physik, und Prof. F. KNEUBÜHL, ETH Zürich, SPG-Sekretär, werden auf weitere zwei Jahre bestätigt.

Als Delegierte der SPG im Council der EPS werden die Herren Prof. K. P. MEYER, Bern, Prof. H. SCHNEIDER, Fribourg (bis 31. Dezember 1969) und Prof. J. ROSSEL, Neuenburg (ab. 1. Januar 1970) gewählt.

4. Berichte und Mitteilungen

a) An der Tagung wurden zwei Gastvorträge von den Herren Prof. P. CONNES, Paris, und Prof. G. BUSCH, ETH Zürich, zehn Übersichtsvorträge und 132 Kurzvorträge gehalten.

b) An der administrativen Sitzung berichtete Herr Prof. K. P. MEYER, SPG-Präsident, über die Gründungstagung der EPS in Florenz und über den Physikerbedarf in der Schweiz.

Der SPG-Sekretär, Prof. F. KNEUBÜHL, erläuterte die Beziehungen Industrie-SPG und die Stellenvermittlung der SPG.

Herr Prof. P. HUBER, Basel, gab einen kurzen Überblick über die Tätigkeit der IUPAP und Herr Prof. H. SCHNEIDER, Fribourg, übermittelte den Bericht des Redaktionskomitees der H.P.A.

5. Herbsttagung 1969

Die Herbsttagung der SPG findet im Rahmen der SNG-Tagung in St. Gallen vom 3. bis 5. Oktober 1969 statt.

Hochenergiephysik

Test sur la conservation du nombre leptonique du muon, l_μ

par C. P. ENZ et A. GIRARD

(Institut de Physique Théorique, Université de Genève)

La raison qui a motivé ce travail a été l'expérience de HAHN et al. [1], qui ont proposé de tester la conservation du nombre leptonique du muon, l_μ , en étudiant les taux de branchement :

$$\frac{R^+}{R^-} = \frac{R(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu, \nu Z \rightarrow \mu^+ Z')}{R(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu, \nu Z' \rightarrow \mu^- Z)} \quad (a)$$

où Z, Z' représentent des noyaux, ν les 4 états possibles du neutrino, et où la production de 2 muons de même signe violerait la conservation de l_μ .

Ces auteurs se réfèrent aux calculs de FRIEDBERG [2] qui a calculé le rapport :

$$\frac{\tilde{R}^-}{R^-} = \frac{R(\pi^- \rightarrow \mu^- \nu, \nu Z' \rightarrow \mu^- Z)}{R(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu, \nu Z' \rightarrow \mu^- Z)} \quad (b)$$

dans le cadre d'une théorie de Majorana à masse non nulle pour le neutrino. Ces calculs sont basés sur une interaction couplant le neutrino dans la forme $\varphi_\nu [(1 + \gamma_5)/2 + \alpha(1 - \gamma_5)/2]$ où φ_ν est le champ self conjugué de charge de ν , et où α est le coefficient mesurant la violation de l_μ .

Le résultat de FRIEDBERG ne distingue pas entre une violation de la conservation de l_μ et une masse du neutrino $m_\nu \neq 0$. En effet FRIEDBERG trouve:

$$\frac{\tilde{R}^-}{R^-} = a^2 + f(m_\mu, m_\pi) a m_\nu + g(m_\mu, m_\pi) m_\nu^2$$

impliquant que pour $a = 0$ (conservation de l_μ) les réactions (a) et (b) fournissent une borne supérieure pour m_ν .

Le travail que nous avons fait montre qu'une borne pour m_ν n'est pas nécessairement une conséquence de la théorie. En effet dans le cadre d'une théorie couplant le neutrino dans la forme $(\psi_\nu + \alpha \psi_\nu^c) (1 + \gamma_5)/2$ où ψ_ν^c est le champ conjugué de charge de ψ_ν , et α est le coefficient mesurant la violation de l_μ , on arrive à un résultat indépendant de m_ν .

4 réactions peuvent produire des μ^\pm :

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \nu, \quad \nu Z \rightarrow \mu^+ Z' & (\alpha T_1) \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \bar{\nu}, \quad \bar{\nu} Z \rightarrow \mu^+ Z' & (\alpha T_2) \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \nu, \quad \nu Z' \rightarrow \mu^- Z & (T_3) \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \bar{\nu}, \quad \bar{\nu} Z' \rightarrow \mu^- Z & (|\alpha|^2 T_4). \end{aligned}$$

On fera l'hypothèse que Z et Z' sont des nucléons libres, car l'énergie de π^+ émis par le synchrotron est de l'ordre de 1 Gev alors que l'énergie de liaison du nucléon est de l'ordre de 8 Mev. Alors $Z = p$ et $Z' = n$.

1° Eléments de matrice

Nous adoptons des couplages du type courant-courant et $V-A$ décrits par les Lagrangiens d'interaction

$$\begin{aligned} L_{int}^{\pi, L} &= G \int d^4x J_A^\pi(x) J_A^L(x) + \text{h.c.} \\ L_{int}^{N, L} &= \sum_{i=V, A} G_i \int d^4x J_i^N(x) J_i^L(x) + \text{h.c.} \end{aligned}$$

Ici $\langle 0 | J_A^\pi(x) | \pi \rangle = F \cdot p_\pi e^{ip_\pi x}$ décrit l'annihilation du pion, $J_i^L(x) = \hat{\psi}_\mu O_i \phi_{\nu i}$ sont les courants leptoniques, $J_i^N(x) = \hat{\psi}_p O_i \psi_n$ sont les courants nucléoniques, avec $\hat{\psi} = \psi^+ \gamma_4$, $O_V = \gamma_\mu$, $O_A = i \gamma_5 \gamma_\mu$, $\phi_{\nu i} = (\psi_\nu + \alpha \psi_\nu^c) (1 + \gamma_5)/2$ avec $\psi_\nu^c = C^{-1} \hat{\psi}_\nu$.

2° Le rapport des probabilités est

$$\frac{R^+}{R^-} = \frac{\sum W \left(\sum_S \alpha T_1 + \sum_S \alpha T_2 \right)}{\sum W \left(\sum_S T_3 + \sum_S |\alpha|^2 T_4 \right)}$$

où la somme sur les 4 états du neutrino est cohérente ($S = \text{hélicité de } \nu$) tandis que celle sur les spins des 2 muons et des 2 nucléons est incohérente.

On constate que $T_1(S) = T_2(-S)$ et $T_3(S) = T_4(-S)$ ce qui nous permet d'écrire

$$\frac{R^+}{R^-} = \left| \frac{2 \alpha}{1 + |\alpha|^2} \right|^2 \frac{\sum W \left(\sum_S T_1 \right)}{\sum W \left(\sum_S T_3 \right)}.$$

3° Le calcul des traces montre que $\sum_S W(\sum_i T_i) = \sum_S W(\sum_i T_{3i})$; par conséquent:

$$\frac{R^+}{R^-} = \left| \frac{2\alpha}{1 + |\alpha|^2} \right|^2.$$

Conclusion

On voit que, dans le modèle de couplage du neutrino adopté ici, le taux de branchement est fonction de α seul et indépendant de m_ν . La forme générale du couplage du neutrino [3]

$$\phi_{\nu i} = (\psi_\nu + \alpha_i \psi_\nu^c) \frac{1 + \gamma_5}{2} + \alpha_i (\psi_\nu + \alpha_i \psi_\nu^c) \frac{1 - \gamma_5}{2}$$

donnera évidemment aussi une dépendance de m_ν , car le couplage utilisé par FRIEDBERG est un cas particulier avec $\alpha_i = 1$, $a_i = a$ et $\varphi_\nu = \psi_\nu + \psi_\nu^c$; notre couplage est également un cas particulier avec $a_i = 0$ et $\alpha_i = \alpha$.

En plus de la ref. [1] une borne supérieure pour α a été indiquée par GRIBOV et PONTECORVO [4], elle vaut $\alpha < 0.15$.

Bibliographie

- [1] J. K. BIENLEIN et al., Physics Letters 13, 80, 358 (1964); H. J. GERBER, B. HAHN, H. HOFER et F. KRIENEN, «Test on muon number conservation», proposal, CERN (6 décembre 1965); K. BORER, B. HAHN, H. HOFER, H. KASPAR, F. KRIENEN and P. G. SEILER, Helv. phys. Acta (ce fascicule) et Physics Letters (à paraître).
- [2] R. FRIEDBERG, Phys. Rev. 129, 2298 (1963).
- [3] W. PAULI, Nuovo Cimento 6, 204 (1957); C. P. ENZ, Helv. phys. Acta 31, 69 (1958).
- [4] V. GRIBOV et B. PONTECORVO, Physics Letters, 28B, 493 (1969).

Test über die Erhaltung der μ -Leptonenzahl

von K. BORER, B. HAHN, H. HOFER, H. KASPAR, F. KRIENEN und P.-G. SEILER
(Bern-CERN-Fribourg-Kollaboration)

Bei der Doppelreaktion $\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \nu_\mu + A A' + \mu^{(\pm)} + \dots$ wird das Ladungsverhältnis des Muons mit Hilfe eines Blasenkammermagneten und magnetisierten Eisenplatten in der zweiten Reaktion bestimmt. Die μ -Mesonen werden durch ihre Reichweite identifiziert. Eine neue obere Grenze einer möglichen Verletzung der μ -Leptonenzahl wird gegeben.

Untersuchung von Neutrino-Atomkern-Wirkungsquerschnitten in Abhängigkeit der Massenzahl A

von K. BORER, B. HAHN, H. HOFER, F. KRIENEN und P. G. SEILER
(Bern-CERN-Fribourg-Kollaboration)

Es wird untersucht, ob die Häufigkeit der Neutrino-Reaktionen in Atomkernen proportional der Anzahl Nukleonen in Atomkernen ist. Das Experiment wurde mit dem CERN Neutrinostrahl und mit Funkenkammertechnik ausgeführt.

Anwendung von Proportionalzählern in einem Hochenergie-Experiment

von C. BEMPORAD, W. BEUSCH, A. MELISSINOS¹⁾

(CERN, Genève);

J. G. LEE

(Imperial College, London)

und F. X. GENTIT

(ETH, Zürich)

Nach einem Vorschlag von CHARPAK [1] haben wir Proportionalzähler-Kammern gebaut. Die räumliche Auflösung dieser Kammern ist durch den Abstand der Zählerdrähte (3 mm) bestimmt; die Zeitauflösung liegt in der Gegend von 100 nsec. In unserer Anwendung – Bestimmung von Impuls und Bahn der einlaufenden Strahlteilchen – ergibt diese hohe Zeitauflösung eine weitgehende Unterdrückung unkorrelierter Teilchenspuren auch bei hoher Strahlenintensität. Unsere Erfahrungen mit diesen neuartigen Teilchendetektoren und weitere Anwendungsmöglichkeiten werden diskutiert.

Literatur

- [1] G. CHARPAK, R. BOUCLEIR, T. BRESSANI, J. FAVIER, and C. ZUPANCIC, Nucl. Instr. and Meth. 62, 262 (1968).

¹⁾ Ständige Adresse: University of Rochester, Rochester, New York.

Analyse en phases de la diffusion élastique Pion-Noyau

par JEAN BEINER et PIERRE HUGUENIN

(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

Les sections efficaces différentielles se calculent, par l'intermédiaire de l'amplitude de diffusion, à l'aide des grandeurs $S_l = e^{2i\delta_l}$ où les δ_l sont les déphasages. La recherche des valeurs à donner aux S_l pour ajuster convenablement les mesures est justifiée par l'importance de ces paramètres en théorie de la diffusion.

Parmi les questions qui s'imposent lors de l'étude d'une telle recherche, deux nous ont plus particulièrement préoccupés. La première est celle de la limitation en l :

combien de paramètres S_l faut-il ajuster pour décrire au mieux les sections mesurées ?

Pour déterminer ce nombre, nous avons ajusté successivement des jeux contenant un nombre croissant de paramètres à un ensemble fixe de mesures (nous avons choisi celles de la diffusion de pions de 80 MeV sur une cible de carbone [1]). Ajustant d'abord S_0 seul, nous obtenons la valeur ajustée $S_0(1)$. Puis nous ajustons S_0 et S_1 en partant des valeurs $S_0 = S_0(1)$ et $S_1 = 1$, pour aboutir aux valeurs ajustées $S_0(2)$ et $S_1(2)$. En leur adjoignant $S_2 = 1$, un nouvel ajustement livre $S_0(3)$, $S_1(3)$ et $S_2(3)$. Et ainsi de suite. Les suites de valeurs obtenues se sont stabilisées dès $n = 5$, c'est-à-dire que, pour $n \geq 5$, $S_l(n) = S_l(5)$ si $l \leq 4$ et $S_l(n) = 1$ si $l \geq 5$. La conclusion

s'impose: la limitation à $l = 4$ permet un ajustement correct des mesures avec un minimum de paramètres. Remarquons que le rayon du noyau de carbone valant 3,2 fm et l'impulsion correspondant à 80 MeV étant $0,86 \text{ fm}^{-1}$, la relation classique $L = p r$ donne une valeur approximative de 3 pour L .

La deuxième question découle de l'absence de mesures aux grands angles¹⁾:

le manque d'information dû à cette absence influence-t-il fortement la valeur ajustée des S_l ?

Pour tester cette influence, nous avons ajusté un jeu de S_l , l limité à 4, à un ensemble de mesures expérimentales (repris à nouveau de la diffusion de pions de 80 MeV sur le carbone) augmenté d'une hypothétique mesure à 180° . Les sections effi-

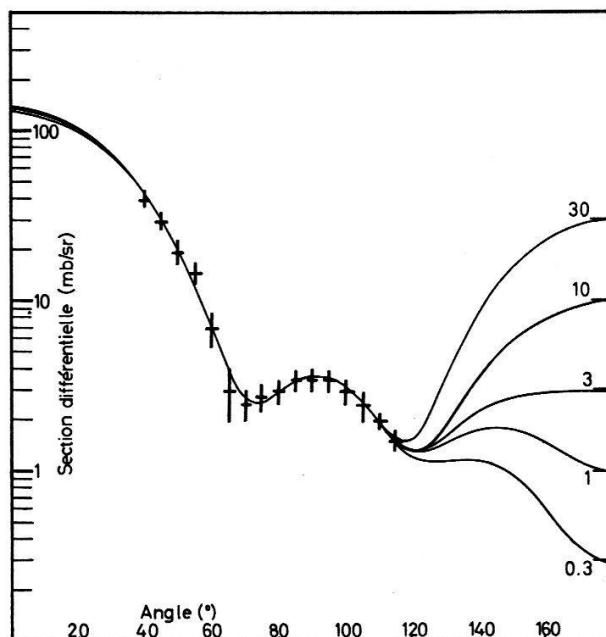


Figure 1

Sections obtenues en imposant une valeur à 180° . Les S_l ajustés sont limités à $l = 4$.

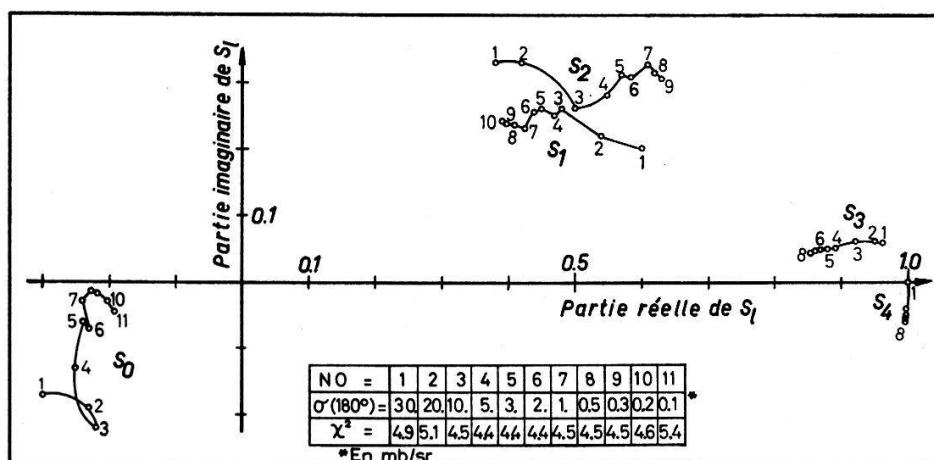


Figure 2

Valeurs ajustées des S_l ($l \leq 4$) en fonction de σ (180°).

¹⁾ La mesure des sections efficaces différentielles élastiques aux grands angles semble délicate en raison de la valeur de la section inélastique dans ce domaine.

caces calculées à l'aide des paramètres ajustés sont dessinées sur la figure 1 pour diverses valeurs de la mesure à 180° . Elle se recouvrent dans le domaine des mesures communes pour ne se séparer qu'après afin d'atteindre la valeur imposée à l'arrière. La figure 2 représente le comportement des S_l dans le plan complexe en fonction de la valeur à 180° et le tableau indique ces valeurs ainsi que celle du χ^2 de chaque ajustement (10 paramètres réels ajustés à 17 mesures). La longueur des trajectoires suivies par les S_l permet de conclure que la connaissance de valeurs mesurées au-delà de 120° préciserait utilement l'ajustement des paramètres.

Cette étude a bénéficié d'une aide du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique et les calculs qu'elle a exigés ont été faits sur l'IBM 7040 de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.

Bibliographie

- [1] W. F. BAKER, J. RAINWATER, Phys. Rev. 112, n° 5 (1958), 1763.

Analyse des $K_1^0 K_1^0$ -Systems aus der Reaktion $\pi^- p \rightarrow K \bar{K} n$

von W. E. FISCHER, R. FROSCH, P. MÜHLEMANN, M. PEPIN, E. E. POLGAR
(ETH);

und W. BEUSCH, A. MICHELINI und D. WEBSDALE
(CERN)

Wir untersuchen das Massenspektrum und die Winkelverteilungen des $K_1^0 K_1^0$ -Systems aus $\pi^- p \rightarrow K \bar{K} n$. Die hohe Statistik im Experiment gestaltet eine eingehende theoretische Diskussion der «final state interaction» im $K_1^0 K_1^0$ -System mit Hilfe einer verallgemeinerten Spin-Dichte-Matrix [1]. Aus dieser Analyse resultieren die Streuphasen der $K \bar{K}$ -Wechselwirkung für gerade Drehimpulse und positive Ladungskonjugation. Mit diesen Phasen lassen sich die Resonanzen s^* und f^0 diskutieren.

Literatur

- [1] W. E. FISCHER, Nuovo Cimento 59A, 29 (1969).

Etude expérimentale de la diffusion élastique à grand angle dans les interactions $\bar{p}p$ à 1,2 GeV/c

par M. BOGDANSKI, J.-B. GAY et E. JEANNET
(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

et A. BOSSUAT, G. CHARRIÈRE, M. GAILLOUD et R. WEILL
(Institut de Physique Nucléaire, Lausanne)

Un article est en préparation.

Etude du pic arrière de la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$

par W. FISCHER, R. FROSCH, P. MÜHLEMANN, M. PEPIN et E. POLGAR
(ETH);

W. BEUSCH, A. MICHELINI et D. WEBSDALE
(CERN);

J. CODLING, M. GREEN
(Imperial College, London)

A l'aide d'une grande chambre à étincelles magnétique, nous avons étudié le pic arrière de la réaction $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ à 4 et 6 GeV/c. Les sections efficaces sont comparées aux valeurs précédemment obtenues par nous pour la même réaction à 5, 7 et 12 GeV/c. La section efficace totale et la section efficace différentielle à 0° sont proportionnelles à $s^{-3.4}$, où s est le carré de l'énergie totale dans le système du centre de masse. Grâce à la statistique élevée de la nouvelle expérience il a été possible de déterminer la polarisation du Λ en fonction de l'angle de production. La polarisation du Λ , nulle à 0° , croît très rapidement et est compatible avec 1 jusqu'à un angle de production de 30° dans le système du centre de masse.

Kernphysik

Isobare Analogzustände¹⁾

von W. ZYCH²⁾
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Viele experimentelle und theoretische Arbeiten in der niederenergetischen Kernphysik der letzten fünf Jahre wurden den sog. isobaren Analogzuständen gewidmet. Die Bedeutung der Analogresonanzen, die im Verlauf der Anregungsfunktion für bestimmte Kernreaktionen auftreten, hatte für die Untersuchung der Kernstruktur etwas ähnliche, aber jetzt viel grösere Wichtigkeit als früher die Stripping-Reaktionen. Die Erklärung der Analogzustände ist mit dem Begriff des spezifischen Freiheitsgrades von Kernen verbunden, nämlich mit dem sog. Isobarenspin – in der früheren Literatur als Isotopenspin bezeichnet – [H 32, Wi 37, Wi 39, Wi 53, I 53, Y 35]. Die Grundlage der Theorie des Isobarenspins, ist die Hypothese der Ladungsabhängigkeit der Kernkräfte (Coulombkräfte sind nicht Kernkräfte) d. h. dass die Kernkräfte zwischen $p-p$, $p-n$, $n-n$ gleich sind unter der Bedingung, dass die Nukleo-

¹⁾ Kernphysik-Übersichtsvortrag.

²⁾ Beurlaubt vom Institut für Kernforschung, Warszawa, Polen.

nen in gleichen Raum- und Spin-Zuständen sind. Darum folgt, dass ein Neutron durch ein Proton ersetzt werden kann – wenn es nicht mit dem Pauli-Prinzip kollidiert – und trotzdem bleiben alle Eigenschaften des Kernzustandes wie Spin, Parität, die relativen Differenzen der Energie zwischen den Zuständen unverändert. Der einzige Unterschied liegt nur in der Verschiebung der Coulombenergie, welche das Proton einführt und der Massendifferenz $M_n - M_p$. Ein Argument dafür ist z. B. eine erstaunliche Ähnlichkeit zwischen den Zuständen der Spiegelkerne und die Bindungsenergie der isobaren Kerne. Im Jahre 1937 hat E. WIGNER bemerkt, dass die Ladungsabhängigkeit der Kernkräfte in sich die Existenz der neuen Quantenzahl für Kernzustände enthält. Um das zu beschreiben, müsse man einen neuen Formalismus schaffen, um den Fakt zu zeigen, dass isobare Nukleonen (Nukleonen-Multiplets) gleiche Zustände haben (d. h. gleiche Spins, Parität, Energie und neue Quantenzahl – isobaren Spin). Den einzigen Unterschied zwischen den Gliedern des Nukleonenmultiplets – die Ladung – soll die sog. dritte Komponente der neuen Quantenzahl enthalten. Die neue Quantenzahl – der isobare Spin – hat das Symbol T bekommen und die dritte Komponente des isobaren Spins wurde nach der Gleichung $T_3 = (N - Z)/2$ definiert.

Man sieht sofort, dass das Neutron $T_3 = +1/2$ hat und das Proton $T_3 = -1/2$. Das zeigt, dass im bestimmten Sinne das Neutron und das Proton – deren Massen fast gleich sind – als zwei des gleichen Nukleons mögliche Zustände mit den verschiedenen Ladungskomponenten betrachtet werden können. Die physikalische Bedeutung des isobaren Spins ist, dass die Zahl $n = 2T + 1$ die Information gibt, wieviele isobare Kerne gleiche Konfiguration der Nukleonen haben können. Die Quantenzahl, die als Isospin bezeichnet wird, hat für die Physik mehr und mehr Bedeutung. Der Satz von der Erhaltung dieser Quantenzahl hat Übergangsverbote und Auswahlregel zur Folge, mit denen es sehr gut gelang, eine Reihe von früher unverständlichen Tatsachen mit dieser Vorstellung zu erklären [W 53]. Mit einem Spin im eigentlichen Sinne, also einem mechanischen Drehimpuls, hat der Isobarenspin allerdings nichts zu tun.

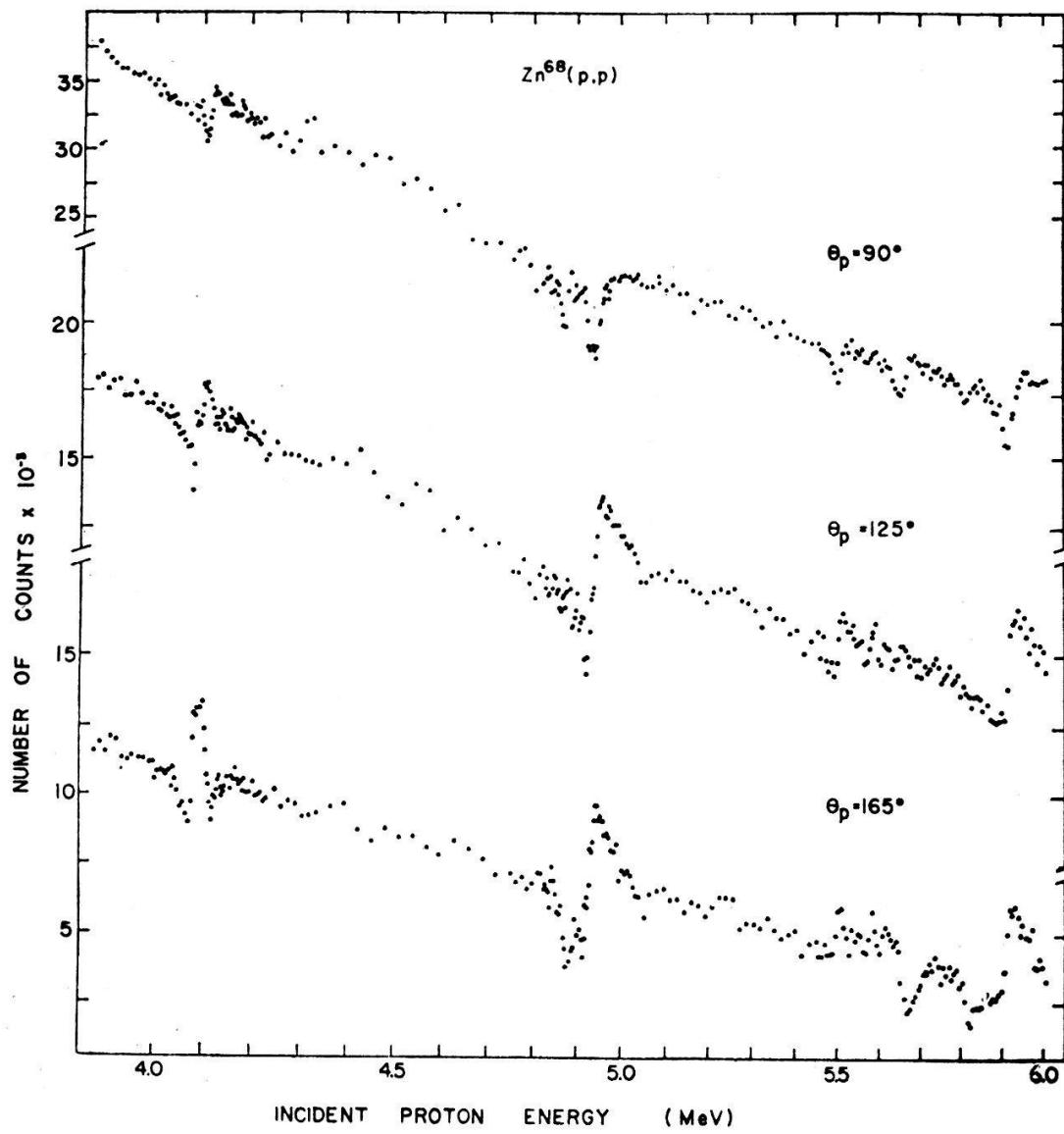
Der Name «Spin» wurde der neuen Quantenzahl deshalb gegeben, weil der mathematische Apparat der Theorie des Isospins mit dem der Paulischen Theorie des gewöhnlichen Spins identisch ist. Mit der neuen Quantenzahl ist nämlich der Begriff von «gleichartigen» angeregten Zuständen isobarer Kerne verbunden. Aus der Gültigkeit dieser Quantenzahl folgt die Existenz der Multiplets mit den entsprechenden Zuständen in isobaren Kernen – die *Analogzustände*.

Isobarenspin-Multiplets bei den leichten Kernen waren schon längere Zeit bekannt. Man hat aber nicht erwartet, dass auch in den schweren Kernen solche Multiplets zu erwarten sind, weil in diesen, wegen der Coulomb-Kräfte, der isobare Spin keine gute Quantenzahl sein sollte. Die Entdeckung der Analogzustände ist historisch mit der Untersuchung von Ericsonfluctuationen in Anregungsfunktionen verbunden. Die experimentelle Bestätigung der Zwischenzustände des Kerns, die eine viel grössere Breite Γ als die erwartete Breite des Compound-Kernes hatten, hat zu der Hypothese der «Dorway states» geführt [F 67]. Genauere Untersuchung dieser Zustände hat die Aufmerksamkeit auf die Möglichkeit der Analogzustände als einer Art von «Dorway states» gelenkt. Glücklicherweise, besonders dank der Tandem Van de Graaff-Maschinen, konnte man solche Zustände erreichen, in denen am häufigsten derartige Analogzustände eintreten. Die zahlreichen experimentellen Daten sind der Grund für

die Entwicklung der Theorie geworden. Im Gegensatz zu dem früheren Standpunkt – die Zustände mit dem bestimmten Isospin in mittelschweren Kernen sind sehr breit und haben ganz schlecht definierten Isospin – sagt diese Theorie, dass es bei diesen Kernen gut bestimmbarer Zustände gibt, bei denen die Breiten sogar kleiner sind als es experimentell erreichbar ist. LANE [La 61] hat erklärt, dass bei den schweren Kernen der Überschuss von Neutronen «die Tendenz hat, das Coulombfeld zu verdünnen», was als Konsequenz die Reinheit des Isobarenspins und das Entstehen der Analogzustände verursacht. Die Anwesenheit der Analogzustände wurde zuerst durch ANDERSON und WONG [A 61] mit der Hilfe der Ladungsaustauschreaktion (p, n) entdeckt. In dieser Arbeit hat man die Reaktion $V^{51}(p, n)Cr^{51}$ untersucht und gezeigt, dass ein angeregter Zustand im Cr^{51} -Kern als Analogzustand des Targetkerns V^{51} betrachtet werden kann. Der Q-Wert für diese Reaktion ist fast genau gleich dem Unterschied der Coulombenergie zwischen den Kernen Cr^{51} und V^{51} .

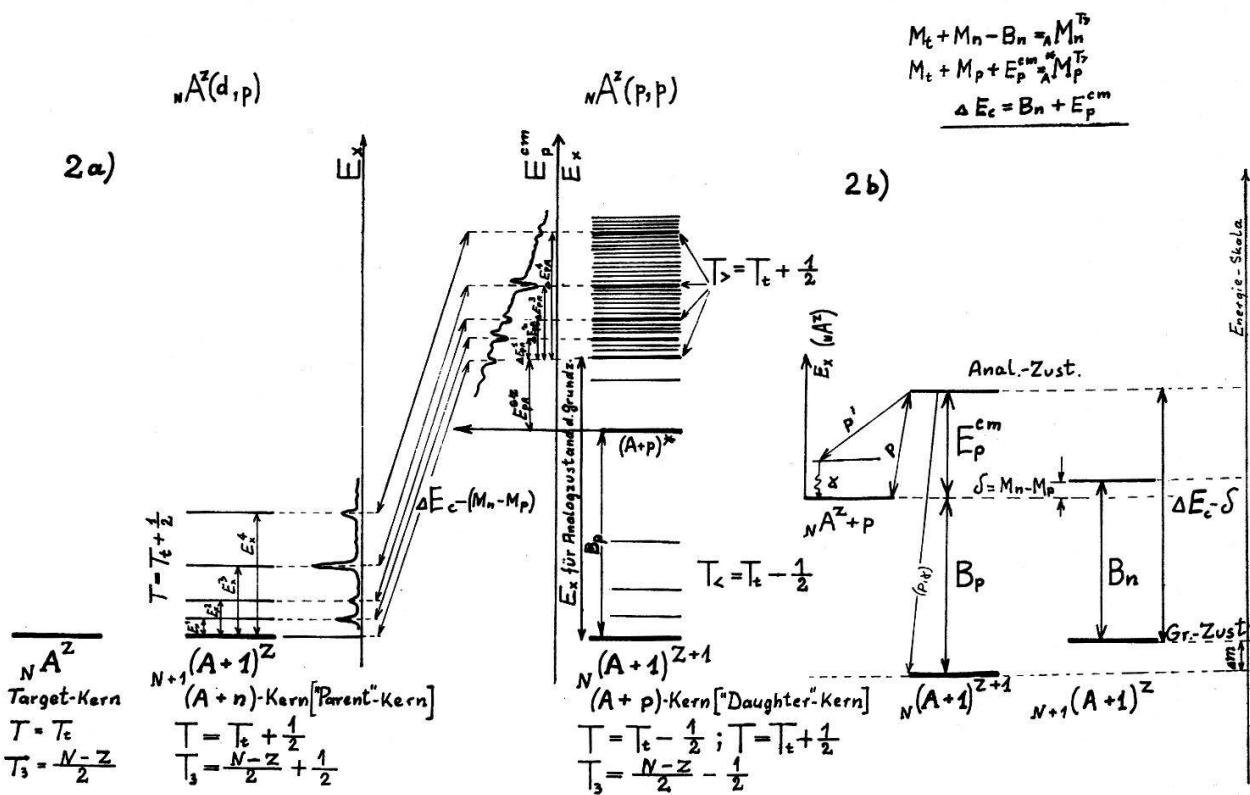
Im Jahre 1964 erschienen zwei Publikationen [Fo 54, L 64], welche die Analogzustände in der Anregungsfunktion bei der elastischen Streuung zeigten und zwar für die Energie der Protonen, die kleiner als die Coulombbarriere war. Anstatt der monotonen Abnahme des Wirkungsquerschnittes als Funktion der Energie des einfallenden Teilchens, hat man ganz scharfe Resonanzen bekommen mit der Breite von einigen keV und der charakteristischen Form, welche zeigten, dass isobare Analogresonanzen angeregt wurden. Der Resonanzcharakter der Anregungsfunktion zeigt sich ganz deutlich bei den grossen Winkeln, wo die Coulomb-Streuung schon eine kleine Rolle spielt.

Sehr schön zeigt diesen Effekt die Figur 1 aus der Arbeit von VOURVOPOULOS [V 66]. Betrachten wir jetzt etwas näher die «Anatomie» des besprochenen Problems im Falle der elastischen Streuung (Figur 2a). Isobare Analogzustände können im allgemeinen als ein Nachbarpaar des isobaren Multiplets definiert werden. Die Addition des Protons zu dem Targetkern $_NA^Z$ [z. B. in (p, p) oder (d, n)-Reaktion] führt zu der Formation im ($A + p$)-System eines hochangeregten Zustandes, welcher der Analogzustand des Grundzustandes ($A + n$)-Systems (d. h. wenn man zu dem Targetkern $_NA^Z$ ein Neutron addiert hat) ist, vorausgesetzt, dass bestimmte energetische Bedingungen für das einfallende Proton erfüllt sind. Anders gesagt, wenn wir im Kerne ($A + n$) ein Neutron in ein Proton umtauschen, dann verschiebt sich im neuen System die Lage des Grundzustandes nach oben um $\Delta E_c - \delta$, d. h. um die Coulombenergie des eingeführten Protons, minus Massendifferenz (in MeV) zwischen Neutron und Proton. Auf Grund der am Anfang besprochenen Theorie des Isobarenspins sollten die entsprechenden Zustände der beiden Kerne die gleiche Charakteristik haben – d. h. gleiche Spins, Parität, gleiche Isobarenspins, und sollten sich nur in der dritten Komponente des Isospins T_3 unterscheiden. Wenn wir den Analogzustand zu dem Grundzustand gefunden haben, können wir weitere Analogzustände zu den angeregten Zuständen des ($A + n$)-Kerns suchen. In diesem Fall muss die Protonenenergie um den Wert der Energie des angeregten Zustandes im ($A + n$)-Kern grösser sein und den entsprechenden Analogzustand finden wir wieder um den Betrag ($\Delta E_c - \delta$) [in Vergleich mit der Lage des angeregten Zustandes im ($A + n$)-Kern] nach oben verschoben. So ist ein Ensemble der niederrangeregten Zustände des ($A + n$)-Kerns in dem ($A + p$)-Kern (Analogkern) im Energiebereich der hochangeregten Zustände fast vollkommen abgebildet. Es ist die charakteristische Eigenschaft der isobaren



Figur 1

Analogzustände im sogenannten «daughter» ($A + p$)-Kern, dass sie sich von «parent» – ($A + n$)-Kern-Zuständen im wesentlichen durch die Coulombenergieverschiebung des zusätzlichen [im Vergleich mit ($A + n$)-Kern] Protons unterscheiden. Die Analogzustände mit $T_t + 1/2$ bezeichnet man als T_t -Zustände und die normalen $T_t - 1/2$ bezeichnet man als T_t -Zustände (T_t -isobarer Spin für Targetkern). Die Figur 2b illustriert die energetischen Verhältnisse für die Erzeugung des Analoggrundzustandes, die wir in einem Analogpaar haben. Die Coulombenergieverschiebung, definiert als die notwendige Energie, um ein Proton an der Stelle des Neutrons im analogen Zustand einzusetzen, ist unter der Voraussetzung von Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte der Q -Wert für (p, n)-Reaktion zwischen den isobaren Analogzuständen. Wenn die Masse des Neutronanalogzustandes durch die Gleichung $M_t + M_n - B_n = {}_A M_n^T$ gegeben ist, wo ${}_A M_n^T$ die Masse des Neutronanalogzustandes mit $T = T_t + 1/2$ bezeichnet und die Masse des Protonanalogzustandes durch $M_t + M_p + E_p^{\text{cm}} = {}_A M_n^T$ gegeben ist, wo das System ${}_A M_n^T$ dem Protonanalogzustand mit $T = T_t + 1/2$ entspricht, dann bekommt man die Coulombenergieverschiebung, wenn man die Gleichung für die Reaktion (p, n) zwischen den Zuständen – die durch



Figur 2

die rechte Seite der beiden Gleichungen charakterisiert sind – schreibt und löst nach Q -Wert: die Coulombenergieverschiebung ist dann: $\Delta E_c = B_n + E_p^{cm}$, wo E_p^{cm} – die Protonenresonanzenergie im Schwerpunktssystem ist und B_n – die Bindungsenergie des Neutrons im Neutronanalogkern ist. Die Coulombenergieverschiebung kann also direkt aus der Resonanzenergie E_p^{cm} berechnet werden, wenn die Neutronbindungsenergie im Neutronanalogzustand bekannt ist. Wir sehen also, dass ΔE_c sehr genau bestimmt werden kann, weil wir E_p^{cm} mit grosser Genauigkeit messen können und die Massentabelle auch den Wert für B_n mit grosser Genauigkeit angeben. Den Wert B_n können wir auch aus dem Q -Wert (d, p) -Reaktion für nA^Z -Kern bestimmen, was besonders nützlich ist, wenn B_n für den spezifischen Neutronanalogzustand bestimmt ist. Wenn wir in einem Analogpaar $(A + n)$ -Kernzustände nicht kennen, ist es empfehlenswert, diese mit Hilfe von (d, p) -Reaktion zu bestimmen. $(A + p)$ -Analogzustände können wir nachher mit Hilfe von (d, n) -Reaktion oder mit Hilfe von (p, p) -Reaktion an dem gleichen Targetkern untersuchen. Es ist besonders wichtig, bei der Vorbereitung des Experimentes, dass wir auf Grund der semiempirischen Formel [A 65]:

$$\Delta E_c = \left[1,444 \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} - 1,13 \right] \text{ MeV}, \text{ wo } \bar{Z} = \frac{Z - Z - 1}{2},$$

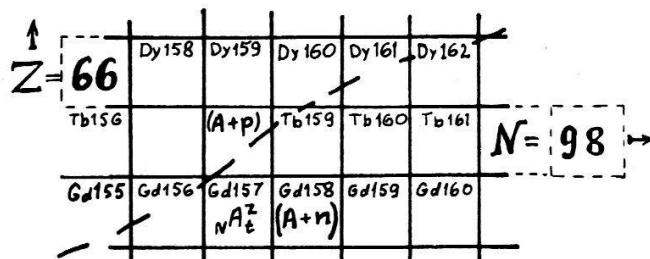
A – Massenzahl des Analogpaars, die Coulombenergieverschiebung berechnen können. Wenn wir dazu B_n kennen, ist es möglich, den Energiebereich, bei welchem die Analogresonanzen auftreten, zu lokalisieren. Die Tatsache, dass isobare Analogzustände mit $T_>$ -Wert nicht zwischen den $T_<$ -Wert-Zuständen verschwinden, die den Untergrund bilden, kann als experimentelle Verifikation der Idee von Lane dienen, welche sagt, dass isobarer Spin eine gute und sogar in schwereren Kernen eine

reine Quantenzahl ist. In Übereinstimmung damit zerfallen isobare Analogzustände mit $T_{\frac{1}{2}}$ - durch Neutronenemission nur relativ selten und zwar durch «isobaric spin impurities» im Compound-Zustand oder im Endzustand. Man kann das Phänomen auch so erklären: niederangeregte Zustände von Neutronanalog haben einen grossen Wert für den spektroskopischen Faktor S . Das bedeutet, dass die Konfigurationsmischung im Gebiet der niedrigen Energie nicht stark ist. Es gibt nicht viele Niveaux, welche sich mischen können, und auch der Energiebereich, in welchem die Mischung stattfinden kann, ist kleiner. Deswegen ist das Σ -S-Gesetz (WIGNER-Grenze) nicht auf viele Zustände verteilt und einzelne Resonanzen zeigen sich ganz scharf. Hochangeregte Analogzustände sind die nächsten Verwandten der niederangeregten Zustände des Parentkerns. Wir haben gesehen, dass die ganze Situation des «Parentkerns» genau im «Daughterkern» abgebildet ist – sie ist nur um die Coulombenergiedifferenz verschoben. Darum sollten die Zustände, die intensiv im Neutronanalogkern angeregt sind, auch im Protonanalogkern bei der (p, p) -Reaktion intensiv angeregt werden.

Die interessanten Beispiele über Analogexperimente findet man z. B. in den Artikeln: L. L. LEE JR. et al., Phys. Lett. 8, 352 (1964); E. R. COSMAN et al., Nucl. Phys. A 108, 519 (1968); G. C. MORRISON, in *Nuclear Research with Low Energy Accelerators*, Ed. MARION and PATTER, Acad. Press, p. 275 (1967).

Jetzt können wir die Frage stellen: Was für eine neue Möglichkeit gibt uns die Forschung der isobaren Analogzustände? Erstens kann die Coulombenergieverschiebung aus der Lage der Analogresonanz bestimmt werden. Solche Daten haben besondere Bedeutung bei dem Versuch, die funktionale Abhängigkeit der Coulombenergieverschiebung ΔE_c zu erklären, bei Berücksichtigung der Kernkonfiguration des Zustandes [Jo 66]. Die Verschiebung ΔE_c ist linear in Z . Wenn bei sehr genauen Messungen eine gesetzmässige Abweichung von dieser Linearität festgestellt wird, so kann das entweder von der nicht exakten Gleichheit der Kernkräfte, die zwischen den Nukleonen wirken, herrühren oder von dem Vorhandensein von Gliedern der elektrostatischen Kernenergie, die nicht proportional zu Z ($Z - 1$) sind. Isotopenverschiebung, d. h. die Änderung von ΔE_c bei dem Übergang von leichteren zu schwereren Isotopen, zeigt, dass es nicht immer nach der $A^{1/3}$ -Regel geht. Solche Abweichungen sind ein Zeichen für die Anomalie der Masse und der Ladung-Verteilung im Kerne [S 65]. Die Fluktuationen $\Delta E_c(Z + 1) - \Delta E_c(Z)$ als Funktion von Z können ein Zeichen dafür sein, dass das Proton eine neue Schalle im Kerne einnimmt. Die Änderung von ΔE_c bei dem Übergang vom Analoggrundzustand zu hochangeregten Analogzuständen zeigt die Deformation des Kerns in Abhängigkeit von der Anregungsenergie. Die Anwendung der isobaren Analogzustände für die Untersuchung der deformierten Kerne hat besonders wichtige Bedeutung [C 68, Wo 67]. Das verlangt aber den Energiebereich der Tandem-Maschinen. Man muss deutlich sagen, dass die Bedeutung dieser Methode für die Strukturuntersuchung darauf beruht, dass die Verteilung der Masse und der Ladung die angeregten Zustände betrifft [S 65]. Die Untersuchung der Analogzustände in Kernreaktionen hat sich bei Anregung und Verfeinerung der Theorien von Kernreaktionen als sehr wichtig herausgestellt [Fo 66, La 62, Ro 65, We 67, Me 68]. Doch die grösste Bedeutung haben die Analogzustände in der Kernspektroskopie, weil sie eine Erweiterung der spektroskopischen Möglichkeiten einführen. Obwohl wir hier die Struktur der hoch angeregten Zustände be-

stimmen (Spin, Parität und Energie), vermeiden wir doch im allgemeinen die Schwierigkeiten, die meistens mit hochangeregten Zuständen verbunden sind. Im Gegenteil, wenn die Untersuchung der hochangeregten Zustände die Bestimmung von Spins, Parität und spektroskopischen Faktoren erlaubt, dann sind wir im Stande, die spektroskopischen Daten den niederangeregten Parentzuständen zuzuschreiben, wenn diese auf einem anderen Wege schwer zugänglich sind. Bei der super-hohen Auflösung beobachtet man die Feinstruktur der Resonanzen [Ri 64], was auf die noch subtilere Wechselwirkung im Kerne hindeutet. Eine ganz interessante Möglichkeit gibt auch die Analogstates-Methode bei der Untersuchung «der weissen Felder» in der Nuklidkarte. Wie wir auf der Figur 3 sehen, können wir die Analogzustände des Kerns ${}_{N}(A+1)^{Z+1}$ an der Stelle des weissen Feldes bestimmen, wenn wir einen stabilen Targetkern ${}_{N}A^Z$ haben und die Zustände von dem Parentkern ${}_{N+1}(A+1)^Z$ kennen. Die Information aus den (p, p) -Reaktionen bei der Erforschung der Analogzustände ist equivalent zu der Information aus der (d, p) -Strippingreaktion, so dass Protonreaktionen via Analogzustände eine alternative Methode für die Nuklearspektroskopie [Mo 66] geben.



Figur 3

Eine ganz bedeutende Rolle spielt bei der Untersuchung der Analogzustände die Einfachheit des experimentellen Verfahrens und die einfache Interpretation der Resultate, welche es erlauben, unmittelbare und interessante Schlüsse zu ziehen. Die einzige Forderung für diese Forschung ist die hochstabilisierte Van de Graaf-Maschine mit guter Auflösung. Andere Elemente wie Festkörperdetektoren, Streukammer und Aufdampfstelle für die Targetvorbereitung gibt es in jedem Universitätslabor für die Kernforschung. Ganz grosse Bedeutung hat aber der Zugang zu den verschiedenen Isotopen – die oft ziemlich teuer sind, welche aber für die systematischen Messungen nötig sind.

In diesem kurzen und nicht erschöpfenden Vortrag versuchte ich zu zeigen, dass die niederenergetische Kernphysik noch sehr interessante und ganz wesentliche Probleme kennt, die für das Verständnis des Atomkerns von grosser Bedeutung sind. Deswegen ist es zweckmässig, auch in kleineren Laboratorien, wo die Möglichkeiten zur Verfügung stehen, solche Arbeiten auszuführen.

Literatur

- [A 61] J. ANDERSON, C. WONG, Phys. Rev. Lett. 7, 250 (1961).
- [A 65] J. ANDERSON et al., Phys. Rev. 138, B615 (1965).
- [B 55] W. E. BURCHAM, Progr. Nucl. Phys. 4, 171 (1955).
- [C 68] Y. CASSAGNOU et al., Phys. Lett. 27 B, 631 (1968).
- [F 67] H. FESHBACH et al., Anr. vs. 41, 230 (1941).

- [Fi 66] S. FIARMAN et al., Phys. Lett. 22, 175 (1966).
- [Fo 64] FOX et al., Phys. Rev. Lett. 12, 198 (1964).
- [Fo 66] Isob. Spin in Nucl. Phys. Proc., Ed by FOX and ROBSON, Academic Press (1966).
- [Ga 68] C. GAARDE et al., Nucl. Phys. A 118, 641 (1968).
- [He 32] W. HEISENBERG, Z. f. Phys. 77, 1 (1932).
- [In 53] D. INGLIS, Rev. Mod. Phys. 25, 390 (1953).
- [Jo 66] K. W. JONES et al., Phys. Rev. 145, 894 (1966).
- [Ke 66] KEYWORTH et al., Phys. Lett. 20, 281 (1966).
- [Le 64] L. L. LEE JR. et al., Phys. Lett. 8, 352 (1964).
- [La 61] A. M. LANE, J. M. SOPER, Phys. Rev. Lett. 7, 420 (1961).
- [Me 68] A. MEKIJAN et al., Nucl. Phys. A 121, 385 (1968).
- [Ri 64] P. RICHARD et al., Phys. Rev. Lett. 13, 343a (1964).
- [Mo 66] C. F. MOORE et al., Phys. Rev. 141, 1166 (1966).
- [Ro 65] D. ROBSON, Phys. Rev. 137, B535 (1965).
- [Sh 65] R. SHERR et al., Phys. Rev. 139, B1272 (1965).
- [Te 66] G. TERREL, C. F. MOORE, Phys. Rev. Lett. 16, 804 (1966).
- [Vo 66] G. VOURVOPOULOS, J. D. FOX, Phys. Rev. 141, 1180 (1966).
- [Wi 53] D. H. WILKINSON, Nature 172, 576 (1953).
- [We 67] H. WEIDENMÜLLER, Nucl. Phys. A 99, 269 (1967).
- [Wi 37] E. WIGNER, Phys. Rev. 51, 106 (1937); Phys. Rev. 56, 519 (1939); Rep. Progr. Phys. 8, 274 (1941).
- [Wo 67] WONG et al., Phys. Rev. 156, 1266 (1967).

$\sigma(n, \gamma)$ -Messungen für Neutronen zwischen 0,01 eV und 10 eV

von F. WIDDER

(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Zur Messung von Neutronen-Einfangquerschnitten im Energiebereich von 0,01 eV bis 10 eV wurde ein MOXON-RAE-Detektor mit Graphit-Konverter gebaut [1, 2].

Die Eichung des Detektors wurde für γ -Energien bis zu 4 MeV mit Hilfe von kalibrierten Eichquellen vorgenommen. Wir benutzten dazu einen Quellsatz der International Atomic Energy Agency, Wien, welcher durch einige in unserem Institut hergestellten Quellen ergänzt wurde, deren absolute Aktivität wir mittels der Koinzidenzmethode (β - γ -Koinzidenzen) selbst bestimmt haben. Folgende Eichquellen wurden benutzt: Cs 137, Mn 54, Fe 59, Na 22, Co 60, Y 88, Na 24. Die absoluten Aktivitäten der einzelnen Quellen betrugen zum Zeitpunkt der Eichmessungen alle etwa 10 μ C. Im Energiebereich von 4 bis 10 MeV wurde die Resonanz-Einfang- γ -Strahlung von geeigneten Isotopen verwendet: Ta 181, Au 197, Rh 103, Sm 149, Cd 113. Die hierbei benutzte Methode der «schwarzen Resonanzen» wurde von MOXON und RAE in [1] ausführlich beschrieben. Das Neutronen-Energiespektrum bestimmten wir mit der Flugzeitmethode und einem Li⁶-Glas-Szintillator (Typ NE 912).

Unsere Eichmessungen ergaben gute Proportionalität zwischen Ansprechwahrscheinlichkeit und γ -Energie. Dies wurde erreicht durch Optimalisierung der Konverterdicke einerseits und Ausnutzung des energieabhängigen Randeffektes in der Umgebung der Szintillator-Randzonen andererseits. Der Durchmesser der Konverterschicht vor einem Szintillator muss um einen bestimmten Betrag grösser sein als der Szintillatordurchmesser. Dieser Betrag entspricht bei einem Szintillatordurchmesser von 10 cm der doppelten Reichweite von 10 MeV-Elektronen (Compton-Elektronen)

in Graphit. Diese Reichweite beträgt 3,0 cm (Konverterdicke). Eine Konvertermischung aus Graphit und Bi_2O_3 , wie sie von MACKLIN et al. [2] zur Erreichung einer guten Linearität der Ansprechfunktion vorgeschlagen wurde, ist somit nicht unbedingt erforderlich.

Die gemessene mittlere Zählwahrscheinlichkeit pro MeV γ -Energie beträgt für unseren Detektor

$$\varepsilon/E_\gamma = 2,59 \pm 0,04\%/\text{MeV}.$$

Die charakteristischen Daten des Detektors:

- a) 4 Plastiksintillatoren (NE 102 A), Durchmesser 10 cm, Dicke 0,05 cm
- b) 4 Photomultiplier (EMI 9530 B)
- c) Graphit-Konverter, Dicke 3,0 cm, spez. Gewicht 1,70 g/cm³
- d) Abstand Targetzentrum–Szintillator 7,5 cm.

Testmessungen der Querschnitte von Au 197 und Cd 113 beweisen die guten Eigenschaften des Detektors. Die mittlere Streuung der Einzelmesspunkte betrug $\pm 3\%$ bei einer Energieauflösung von $\Delta E/E = 1\%$. Die erhaltenen Einfangquerschnitte von Au 197 wurden verglichen mit den $\sigma(n, \gamma)$ -Kurven in BNL 325, Suppl. 2 (1966) und zeigten gute Übereinstimmung mit den Werten von FRIESENHAHN, HAD-DAD et al. Beim Cd 113 verglichen wir die gemessenen Einfangquerschnitte mit den aus Transmissionsmessungen erhaltenen Werten: Transmissionsmessungen an Cd-Targets ergeben sehr genaue Werte für die totalen Wirkungsquerschnitte im Energiebereich $E_n < 0,5$ eV (Genauigkeit $\pm 1,5\%$) und da in diesem Bereich $\sigma_S \ll \sigma_T$, lassen sich hier genaue Werte der Einfangquerschnitte aus den totalen Querschnitten und den Streuquerschnitten leicht berechnen. Auch hier erhielten wir Übereinstimmung innerhalb der statistischen Fehlergrenzen.

Die bei den $\sigma(n, \gamma)$ -Messungen notwendigen Korrekturen betreffend Mehrfachstreuung und Selbstabschirmung des Targets wurden nach einer besonderen Methode berechnet [3, 4].

Messungen von Neutronen-Einfangquerschnitten an Cs sind zur Zeit im Gange, in Vorbereitung sind Messungen an Mn, V, Th, Dy, Eu und Lu.

Literatur

- [1] M. C. MOXON und E. R. RAE, Nucl. Instr. Meth. 24, (1963) 445.
- [2] R. L. MACKLIN, J. H. GIBBONS und T. INADA, Nucl. Phys. 43, 353 (1963).
- [3] H. W. SCHMITT, Phys. Rev. 122, 182 (1961), App. 2.
- [4] R. L. MACKLIN, Nucl. Instr. Meth. 26, 213 (1964).

Chambre sphérique de haute précision pour l'étude de réactions nucléaires à 3 corps

par J. E. DURISCH, W. NEUMANN et J. ROSEL

(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

Une chambre sphérique de 120 cm de diamètre à vide poussé et contenant trois compteurs solides à positionnement télécommandé a été conçue et réalisée pour l'étude de réactions nucléaires à 3 corps. Deux compteurs se déplacent en pas de 0,5°

avec une précision de $\pm 3'$ sur un domaine angulaire de 2π . Un 3ème compteur fixé avec la même précision sur un anneau tournant autour d'un axe horizontal est déplaçable sur un domaine de 4π . Le porte-cibles orientable et interchangeable est également télécommandé.

Des éléments auxiliaires pour le stockage des cibles, le contrôle du vide et du faisceau, le refroidissement et la protection des compteurs sont également prévus. L'ensemble est utilisé sur un faisceau du cyclotron isochrone de Grenoble.

Elastische und inelastische Streuung von 14,1-MeV-Neutronen an ^{16}O und ^{18}O

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

(Laboratorium für Kernphysik der ETH, Zürich)

Winkelverteilungen für elastische und inelastische Streuung von 14,1-MeV-Neutronen an ^{16}O und ^{18}O wurden im Winkelbereich $7,5^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ mit einem schnellen Flugzeitspektrometer unter Verwendung von H_2^{16}O , D_2^{16}O und D_2^{18}O als Streumaterialien gemessen. Daraus wurden absolute differentielle Streuquerschnitte bestimmt für die Niveaus bzw. Niveaugruppen bei 0; 6,1; 7 MeV von ^{16}O und 0; 1,98; 3,7; 5,3 MeV von ^{18}O . Die Ergebnisse werden verglichen mit anderen experimentellen Arbeiten und theoretischen Voraussagen.

Berechnung von $(n, 2n)$ -Querschnitten und Neutronen-Spektren im Rahmen des statistischen Modells

von J. SCHACHER, P. HUBER, E. STEINER und R. WAGNER

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Zur Ermittlung der Neutronen-Spektren verwenden wir eine Niveaudichte-Relation, welche sowohl Paarungskorrekturen als auch Schaleneffekte Rechnung trägt. Die die Neutronenemission konkurrenzierenden γ -Übergänge werden in erster Näherung berücksichtigt. Durch Integration über die Neutronen-Spektren liefert das Computer-Programm den $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitt. Die Ergebnisse werden mit experimentellen Daten verglichen.

Analyse de la diffusion élastique $n-d$ à basse énergie

par R. VIENNET et P.-L. HUGUENIN

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Nous avons entrepris d'ajuster le modèle de portée effective généralisé pour le cas de canaux couplés [1] aux mesures de sections efficaces et de polarisation de la diffusion élastique $n-d$ faites au-dessous du seuil de fracture ($E_n^{\text{lab}} = 3,34$ MeV). Nous n'avons pas fait l'hypothèse de conservation du spin de voie et nous avons introduit

dans le développement en portée effective du doublet S le pôle suggéré par GAMMEL et repris par plusieurs auteurs [2].

La complexité des expressions des observables en fonction des paramètres de la matrice Z :

$$Z = Z_0 + \frac{1}{2} k^2 R \quad (1)$$

a nécessité l'établissement de programmes de calcul numérique qui permettent l'évaluation de la matrice T :

$$T = \frac{S-1}{2i} = k^{l+1/2} (Z - i k^{2l+1})^{-1} k^{l+1/2} \quad (2)$$

et de la matrice M :

$$M_{s\mu, s'\mu'} = \frac{2\sqrt{\pi}}{k} \sum_l a_{s\mu, s'\mu'}^l Y_l^{(\mu' - \mu)} \quad (3)$$

$$a_{s\mu, s'\mu'}^l = \sum_{J, l'} \sqrt{2l' + 1} C_{0\mu'\mu'}^{l's'J} C_{(\mu' - \mu)\mu\mu'}^{l'sJ} T_{ls, l's'}^J \quad (4)$$

et, par suite, des observables.

Les mesures sur lesquelles les paramètres sont ajustés sont au nombre de 118, à savoir 38 sections efficaces totales, 38 sections efficaces différentielles et 42 polarisations réparties sur 48 valeurs de l'énergie et 30 valeurs de l'angle de diffusion.

L'ajustement se fait par minimalisation de:

$$\chi^2 = \sum \left[\frac{\text{val. calc.} - \text{val. mesurées}}{\text{erreur}} \right]^2$$

à l'aide du programme MINDEF dû à J. BEINER.

Nous remercions le Fonds National Suisse pour le soutien accordé à ce travail, ainsi que le Centre de calcul de l'EPFL dont l'ordinateur IBM 7040 a permis la mise au point des programmes. Notre gratitude va également à MM. J. BEINER et R. KESSI pour l'aide qu'ils ont apportée lors de l'établissement des programmes.

Bibliographie

- [1] ROSS, SHAW: Ann. Phys. (N.Y.) 13, 147 (1961).
- [2] PHILLIPS, BARTON: Phys. Letters 28B, 378 (1969); REINER: Phys. Letters 28B, 387 (1969).

Bestimmung der Niveaudichte-Parameter von Germanium und Holmium

von H. SOBOTTKA, ST. GRIMES, E. MANGOLD, J. SCHACHER und R. WAGNER

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Die Neutronen-Spektren, welche durch den Beschuss von Germanium und Holmium mit 14-MeV-Neutronen entstehen, werden mit einer Flugzeit-Apparatur aufgenommen. Ein Monte-Carlo-Computer-Programm gestattet eine Korrektur auf Mehrfachstreuung. Die Analyse der experimentellen Daten erfolgt im Rahmen des statistischen Modells.

Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{76}\text{Ge}(n, 2n)^{75}\text{Ge}$ und $^{165}\text{Ho}(n, 2n)^{164g, m}\text{Ho}$ im Energiebereich von 12,5-18,5 MeV

von E. STEINER, P. HUBER, W. SALATHE und R. WAGNER
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{76}\text{Ge}(n, 2n)^{75}\text{Ge}$ und $^{165}\text{Ho}(n, 2n)^{164g, m}\text{Ho}$ wurden mit Hilfe der Aktivierungsmethode ermittelt. Zur Bestimmung der Aktivitäten der Proben diente eine Germanium-pin-Diode. Die rel. Ansprechwahrscheinlichkeit der Diode für Photoeffekt wurde mit einem Satz von γ -Quellen mit bekannten γ -Übergangswahrscheinlichkeiten gemessen. Die so ermittelten $(n, 2n)$ -Querschnitte zeigen gute Übereinstimmung mit den im Rahmen des statistischen Modells berechneten Werten. Die nach der Methode von W. HAFNER, J. HUIZENGA und R. VANDENBOSCH [1] sowie von H. K. VONACH et al. [2] bestimmten Querschnittsverhältnisse der Isomer-Zustände von ^{75}Ge und ^{164}Ho stimmen ebenfalls gut mit den experimentellen Daten überein.

Literatur

- [1] R. VANDENBOSCH and J. R. HUIZENGA, Phys. Revue 120, 1313 (1960).
 [2] H. K. VONACH et al., Nucl. Physics 60, 79 (1964).

Application particulière du modèle unifié à la diffusion inélastique des neutrons de 14,1 MeV par le ^{11}B

par J. C. ALDER et B. VAUCHER
(Institut de physique nucléaire de l'Université de Lausanne,
19, rue César-Roux, 1005 Lausanne)

Les quatre premiers niveaux du ^{11}B : $Q = -2,12 ({}^1/{}_2^-)$, $-4,44 ({}^5/{}_2^-)$, $-5,02 ({}^3/{}_2^- ({}^1/{}_2^-))$, $-6,74 ({}^7/{}_2^-)$ MeV sont bien reproduits par le modèle unifié qui prédit un assignement ${}^3/{}_2^-$ pour le niveau $Q = -5,02$ MeV. Dans l'application de ce modèle, A. B. CLEGG [1] a développé les fonctions d'onde de ces quatre niveaux et du niveau fondamental en série de termes représentant, chacun, le couplage d'un état de la bande rotationnelle basée sur le niveau fondamental du ^{12}C (coeur) avec un trou de la couche $1 p$. Les développements donnant le meilleur ajustement en énergie de ces niveaux (paramètre de déformation de Nilsson $\eta = 4$), sont reportés dans le tableau 1. A partir de ces développements, il est possible d'obtenir [2] les sections efficaces diffé-

Tableau 1

Représentation des niveaux du ^{11}B :

$|J_c j, J\rangle$: état J résultant du couplage d'un cœur ^{12}C dans l'état J_c avec un trou $1 p$ dans l'état j .

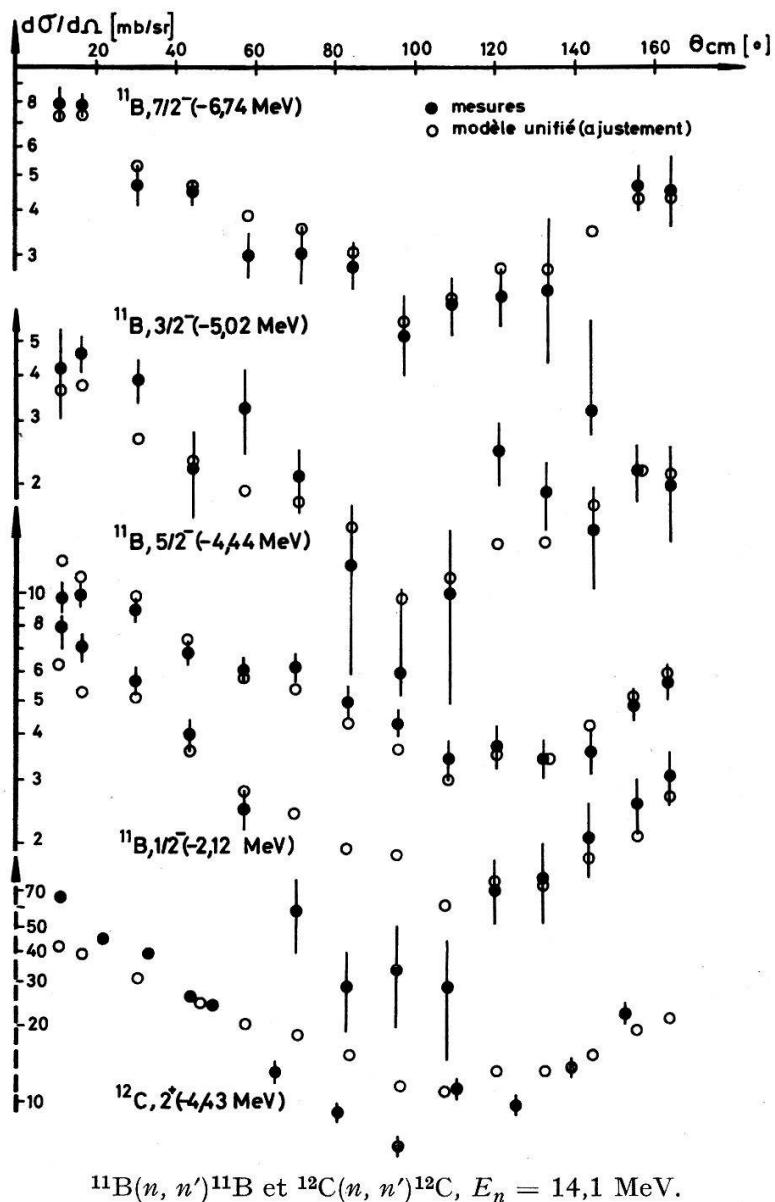
${}^3/{}_2^- (0 \text{ MeV})$:	$-0,906 0 {}^3/{}_2, {}^3/{}_2\rangle + 0,01 2 {}^3/{}_2, {}^3/{}_2\rangle + 0,422 2 {}^1/{}_2, {}^3/{}_2\rangle$
${}^1/{}_2^- (-2,12 \text{ MeV})$:	$0,837 2 {}^3/{}_2, {}^1/{}_2\rangle + 0,546 0 {}^1/{}_2, {}^1/{}_2\rangle$
${}^5/{}_2^- (-4,44 \text{ MeV})$:	$0,958 2 {}^3/{}_2, {}^5/{}_2\rangle + 0,069 4 {}^3/{}_2, {}^5/{}_2\rangle - 0,278 2 {}^1/{}_2, {}^5/{}_2\rangle$
${}^3/{}_2^- (-5,02 \text{ MeV})$:	$0,172 0 {}^3/{}_2, {}^3/{}_2\rangle + 0,922 2 {}^3/{}_2, {}^3/{}_2\rangle + 0,346 2 {}^1/{}_2, {}^3/{}_2\rangle$
${}^7/{}_2^- (-6,74 \text{ MeV})$:	$-0,895 2 {}^3/{}_2, {}^7/{}_2\rangle - 0,068 4 {}^3/{}_2, {}^7/{}_2\rangle + 0,441 4 {}^1/{}_2, {}^7/{}_2\rangle$

Tableau 2

Sections efficaces différentielles de diffusion calculées à partir du modèle unifié

¹¹ B	$1/2^-$ (- 2,12 MeV) : $K_F/K_I (0,529 A(\theta) + 0,445 B(\theta))^2$
	$5/2^-$ (- 4,44 MeV) : $K_F/K_I (1,013 A(\theta) + 0,297 B(\theta))^2$
	$3/2^-$ (- 5,02 MeV) : $K_F/K_I (0,876 A(\theta) - 0,314 B(\theta))^2$
	$7/2^-$ (- 6,74 MeV) : $K_F/K_I (1,295 A(\theta) - 0,427 B(\theta))^2$
¹² C	2^+ (- 4,43 MeV) : $K_F/K_I (2 J + 1) A^2(\theta)$

rentielles de diffusion inélastique en fonction de deux paramètres seulement: $A(\theta)$: paramètre proportionnel à l'élément de matrice réduit pour la transition $0^+ \rightarrow 2^+$ du ¹²C et $B(\theta)$, paramètre proportionnel à l'élément de matrice du changement d'un trou $1 p^{3/2}$ en un trou $1 p^{1/2}$ (tableau 2). Pour 14 angles de diffusion θ , on ajuste, par moindres carrés à l'aide de ces deux paramètres $A(\theta)$ et $B(\theta)$, le groupe de ces quatre sections efficaces différentielles calculées, au groupe des quatre sections efficaces



$^{11}\text{B}(n, n')^{11}\text{B}$ et $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}$, $E_n = 14,1$ MeV.

différentielles de diffusion des neutrons de 14,1 MeV par le ^{11}B que nous avons mesurées précédemment [3]. (La contribution du niveau $Q = -6,79$ MeV qui n'a pas pu être séparée de celle du niveau $Q = -6,74$ MeV est certainement négligeable). Le rapport $B(\theta)/A(\theta)$ est compris entre 0,7 et 0,4. L'ajustement général ainsi obtenu est présenté dans la figure. Les distributions angulaires pour le niveau 2^+ ($-4,43$ MeV) du ^{12}C , l'une tirée du paramètre $A(\theta)$ et l'autre mesurée par ailleurs [4], sont reportées dans la figure.

Cette comparaison, la première à notre connaissance pour des distributions angulaires complètes, apporte un certain appui à l'application du modèle uniifié sur le ^{11}B . Elle montre l'importance du couplage entre le cœur ^{12}C (0^+) et le trou $1\ p_{3/2}^3$ et celle du mécanisme de spin-flip qui en résulte en diffusion, ce dont le modèle simple du cœur excité ne peut tenir compte.

Bibliographie

- [1] A. B. CLEGG, Nucl. Phys. 38, 353 (1962).
- [2] D. NEWTON et al., Nucl. Phys. 53, 433 (1964).
- [3] J. C. ALDER et al., Helv. phys. Acta 41, 433 (1968).
- [4] C. JOSEPH et al., Helv. phys. Acta 40, 693 (1967).

Untersuchung der $^6\text{Li}(d, p)^7\text{Li}$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen

von H. P. NÄGELE, P. HUBER, G. MORGAN, R. NEFF und H. RUDIN

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Der Einfluss der Deuteronenpolarisation auf die Reaktionen $^6\text{Li}(d, p)^7\text{Li}$ und $^6\text{Li}(d, p)^7\text{Li}^*$ wurde bei 600 keV und 960 keV Deuteronenenergie untersucht. Die Analysatorvermögen für Vektor- und Tensorpolarisation wurden unter acht verschiedenen Protonenemissionswinkeln gemessen. Die Maximalwerte der gefundenen Polarisationsempfindlichkeiten betragen $D_1 (\vartheta = 90^\circ) = 0,41 \pm 0,02$ für die Vektorkomponente und $D_{33} (\vartheta = 95^\circ) = -0,25 \pm 0,05$, $D_{11}-D_{22} (\vartheta = 100^\circ) = 1,05 \pm 0,04$ sowie $D_{13} (\vartheta = 47^\circ) = 0,39 \pm 0,02$ für die Tensorkomponenten.

Beschleunigung von polarisierten Wasserstoffionen in einem Tandem-Beschleuniger

von W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH und P. MARMIER

(Laboratorium für Kernphysik ETH, 8049 Zürich)

Eine Ionenquelle, welche polarisierte negative Wasserstoffionen erzeugt, wurde an den ETH-Tandem-Beschleuniger angebaut. Probleme, die sich aus der Injektion und Beschleunigung der polarisierten Ionen ergeben, werden diskutiert. Wir erhielten bei den ersten Messungen einen analysierten Deuteronenstrahl von 0,6 nA. Die Polarisation des rein vektorpolarisierten Strahles wurde in $P_3 = -0,50 \pm 0,01$ bestimmt. Dies entspricht einer Tensorpolarisation $P_{33} = -0,75$ in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Werten vor der Beschleunigung.

Die $T(d, n)^4\text{He}$ - und die $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$ -Reaktion unterhalb $E_d = 1 \text{ MeV}$

von F. SEILER, E. BAUMGARTNER, P. HUBER und CH. LEEMANN
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Die Möglichkeit einer Analyse der $T(d, n)^4\text{He}$ - und der $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$ -Reaktion unterhalb $E_d = 1 \text{ MeV}$ wird untersucht. Die Reaktionen werden durch (l, s, J) -Matrixelemente mit $l_{in}, l_{out} \leq 2$ beschrieben. Zur Analyse werden alle vorliegenden Messungen benutzt: Unpolarisierter Wirkungsquerschnitt, Empfindlichkeit des Wirkungsquerschnittes auf einfallende Deuteronenpolarisation, ferner für $T(d, n)^4\text{He}$ -Messungen der Neutronenpolarisation bei polarisiertem und unpolarisiertem Deuteronenstrahl oder für $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$ Messungen mit polarisiertem Strahl und Target. Trotz der Vielzahl der Messungen liegt nicht genügend Information vor, um daraus die Matrixelemente unabhängig vom Reaktionsmechanismus zu bestimmen. Typen von Messungen, die eine solche Berechnung erlauben, werden diskutiert.

Multiparametric Study of the Reaction $^7\text{Li}(d, n)^8\text{Be}^*$

by R. CORFU, J. E. DURISCH, J. P. EGGER, C. LUNKE, C. NUSSBAUM,
E. SCHWARZ and J. ROSEL
(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel (Switzerland))

The coincidence measurement in direction and energy of the 2α of the decay of $^8\text{Be}^*$ may provide interesting information on the properties of the 16.6 (2^+) and 16.9 MeV (2^+) excited level of ^8Be . The tentative isotopic spin assignment of $T = 1$ and $T = 0$ respectively for these states is incompatible with results obtained by populating them by the $^7\text{Li}(p, \gamma)^8\text{Be}^*$ reaction so that a cluster structure was proposed [1] such that the 16.6 MeV level is formed as $^7\text{Li} + p$ and the 16.9 MeV level as $^7\text{Be} + n$.

Figure 1 gives a superposition of two diagrams showing that in a kinematic situation favoring direct stripping (neutron spectator) the 16.6 MeV level should be predominately populated in the (d, n) reaction.

In Figure 2 we see that a certain contribution of α 's comes from ^5He formation (especially ground state) and that biparametric measurement is a necessary selection procedure.

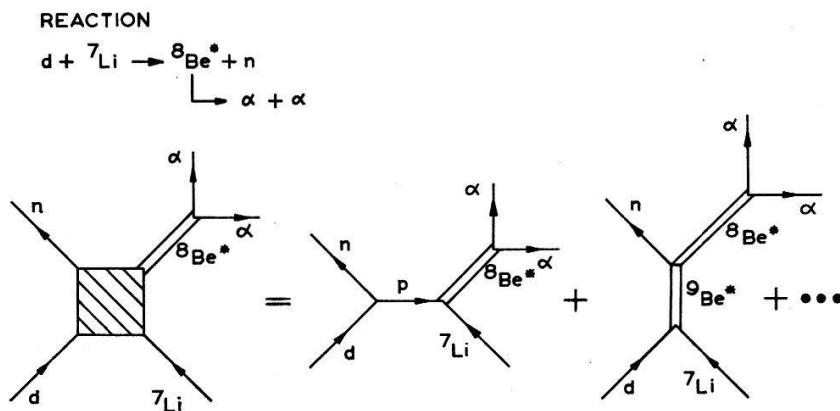


Figure 1

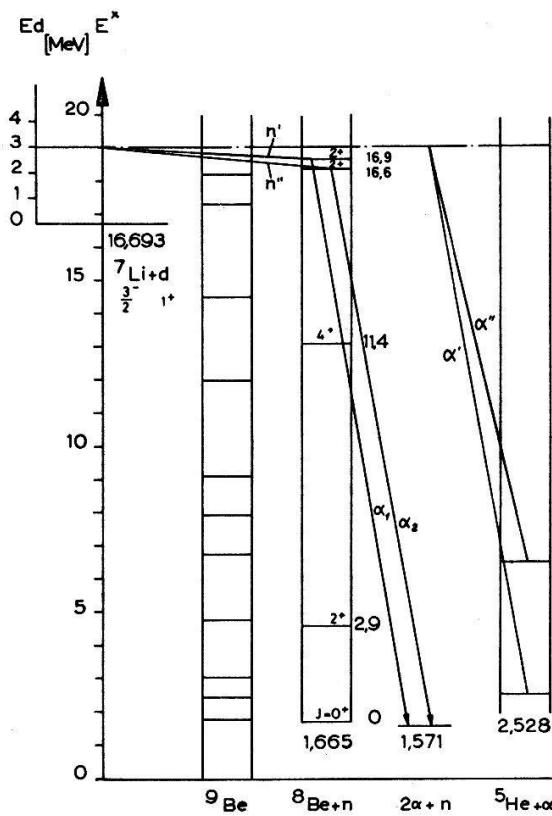


Figure 2

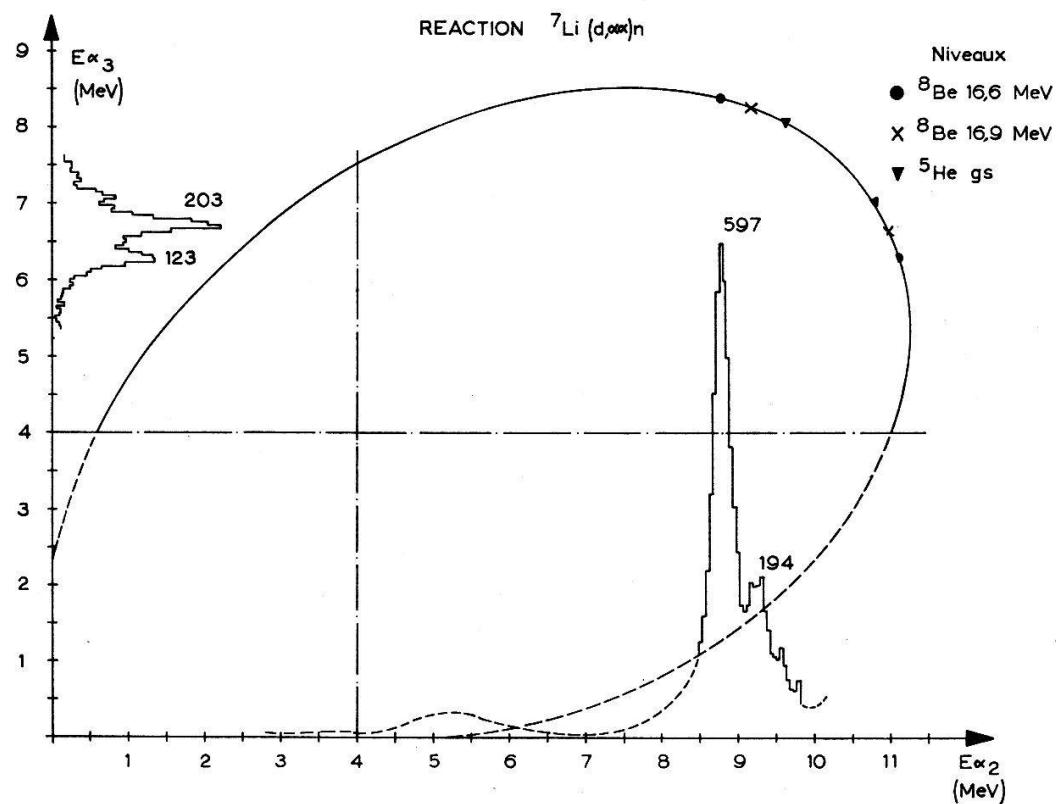


Figure 3

We used deuterons of 3 MeV from our van de Graaff accelerator and a precision vacuum scattering chamber [2] with surface barrier counters (100 μ thickness) and biparametric recording system and display.

The kinematical curve for the two α 's (particle 2 and 3) in the $E_{\alpha_2} E_{\alpha_3}$ plane and the experimental results are shown in Figure 3.

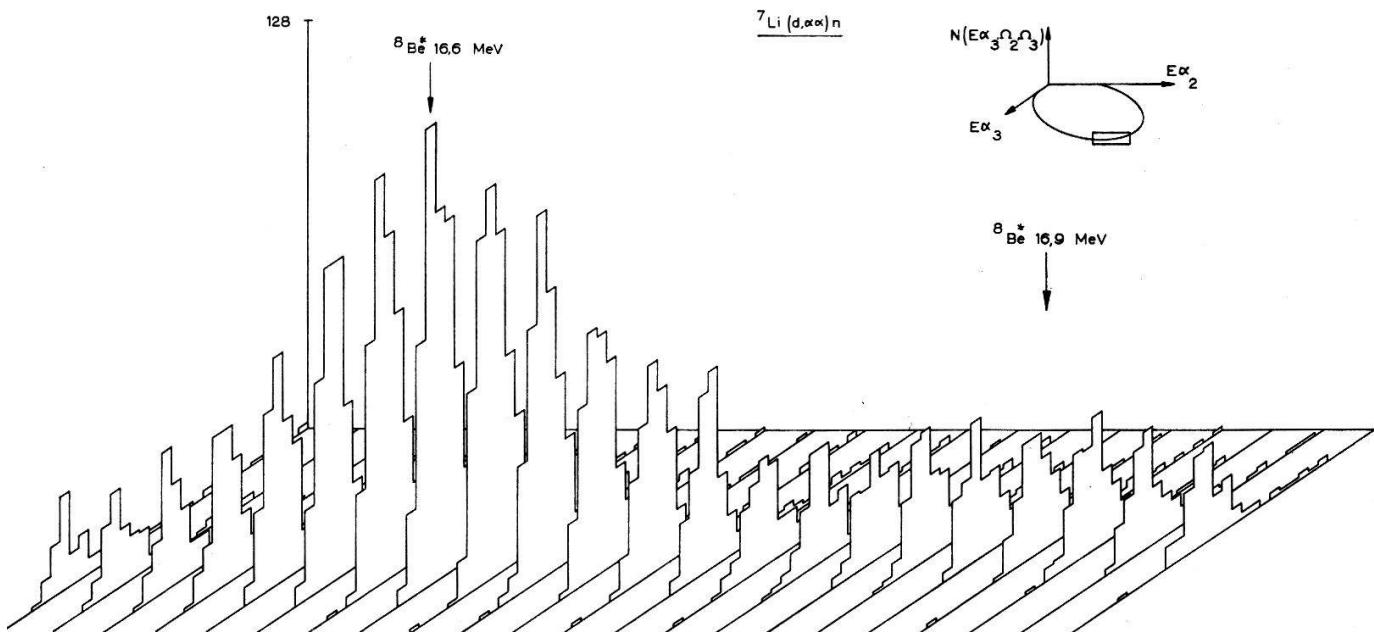
Experimental points are located at two different positions on the curve and the corresponding spectra, projected on the axis, are given. The differential cross-section for the two α 's in coincidence: $d\sigma/dE d\Omega_2 d\Omega_3$, depends on the angular distribution of the α 's in their CM system.

This can be assumed as nearly isotropic so that the first stage of the reaction is determinant for the relative importance of the peaks.

Furthermore the Jacobian for the transformation CM-Lab system has a smooth variation in the relevant domains.

The big peak (597 events) for the 16.6 MeV level corresponds to a neutron (particle 1) emission angle of $\sim 41^\circ$. For the peak of 123 events, this angle is $\sim 72^\circ$. The corresponding situation for the 16.9 MeV peak is respectively $\sim 41^\circ$ (194) and 65° (203 events).

From this comparison between the observed peaks it appears that a small angle of emission for the neutron (spectator case) favors the 16.6 MeV level but not the one at 16.9 MeV.



This conclusion supports the proposed cluster model. For further clarification of the problem we plan to study the reactions $^{10}\text{B}(d, \alpha \alpha) \alpha$, $^{9}\text{Be}(^3\text{He}, \alpha \alpha) \alpha$, $^{6}\text{Li}(^3\text{He}, \alpha \alpha) \rho$. The spectra given in Figure 4 shows the good resolution and the low background in our measurements.

References

- [1] MARION and WILSON, Phys. Rev. 77, 129 (1966).
- [2] J. DURISCH, W. NEUMANN and J. ROSSEL (to be published in Nucl. Instr. and Methods).

Neue Ergebnisse betreffend Änderung der Halbwertszeit von ^{89}Zr in BaTiO_3

von ST. GAGNEUX, P. HUBER, H. LEUENBERGER und P. NYIKOS
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

^{89}Zr wurde bei der Zucht von BaTiO_3 -Kristallen an Ti-Gitterplätzen angelagert. Das innere elektrische Feld des spontan polarisierten BaTiO_3 verändert die Zerfallskonstante des EC-Zerfalles von ^{89}Zr wie folgt:

$$\frac{\lambda_{\text{EC}}^{^{89}\text{Zr}} - \lambda_{\text{EC}}^{^{89}\text{Zr}} (\sim 10^8 \text{ V/cm})}{\lambda_{\text{EC}}^{^{89}\text{Zr}}} = (8,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-4} .$$

Diese Änderung konnte durch Messung des γ -Aktivitätsverhältnisses zweier Quellen nachgewiesen werden. Zwei verschiedene Messmethoden zeigen übereinstimmende Resultate.

Elastic Scattering of Vector Polarized Deuterons on ^4He

by V. KÖNIG, W. GRÜEBLER, P. A. SCHMELZBACH and P. MARMIER
(Laboratorium für Kernphysik der ETH, Zürich)

The vector polarization parameter $\langle iT_{11} \rangle$ of deuterons scattered on ^4He has been measured using the vector polarized deuteron beam from the ETH tandem accelerator [1]. In the energy range of 3 to 11.5 MeV measurements were taken on 12 angular

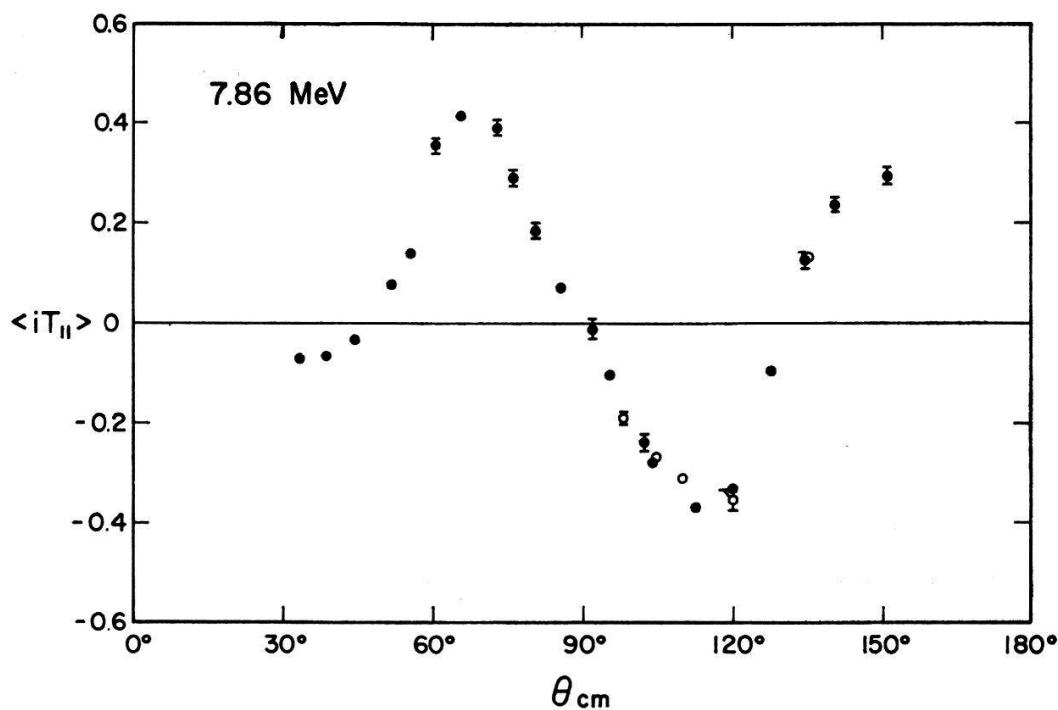


Figure 1

Deuteron vector polarization at a deuteron energy of 7.86 MeV. Where no error bars are indicated, the statistical error is smaller than the dot. Open circles represent measurements in which the recoil- α -particles were detected.

distributions of the vector polarization at center of mass angles lying between 33.6° and 151° .

The beam polarization was determined by scattering at $\Theta_{\text{lab}} = 45^\circ$, since the analysing power of the d - α scattering at this angle had been measured by TRIER and HAEBERLI [2]. The value of $\langle iT_{11} \rangle = 0.300$ at a deuteron energy of 6.85 MeV was taken as the normalization for all measurements. Every few runs the normalization point was remeasured. However, in most cases this check did not show deviations in the beam polarization larger than the statistical error.

A typical angular distribution is shown in figure 1. The errors indicated are purely statistical and, in general, have values about 0.01. The inaccuracy of the absolute values of the $\langle iT_{11} \rangle$, estimated to be approximately $\pm 5\%$, is caused by the uncertainty in the absolute calibration of the beam polarization. A combination of all the measured values in the form of a contour plot is shown in figure 2.

OHLSEN et al. [3] have measured the absolute deuteron polarization in d - α scattering at $\Theta_{\text{cm}} = 118^\circ$ and an energy of 11.5 MeV. Their phase shift analysis based on the measured asymmetries predicts a value $\langle iT_{11} \rangle = -0.3745$. We obtained $\langle iT_{11} \rangle = -0.394 \pm 0.010$ which is in fairly good agreement considering the statistical error of the measurement of ref. [3].

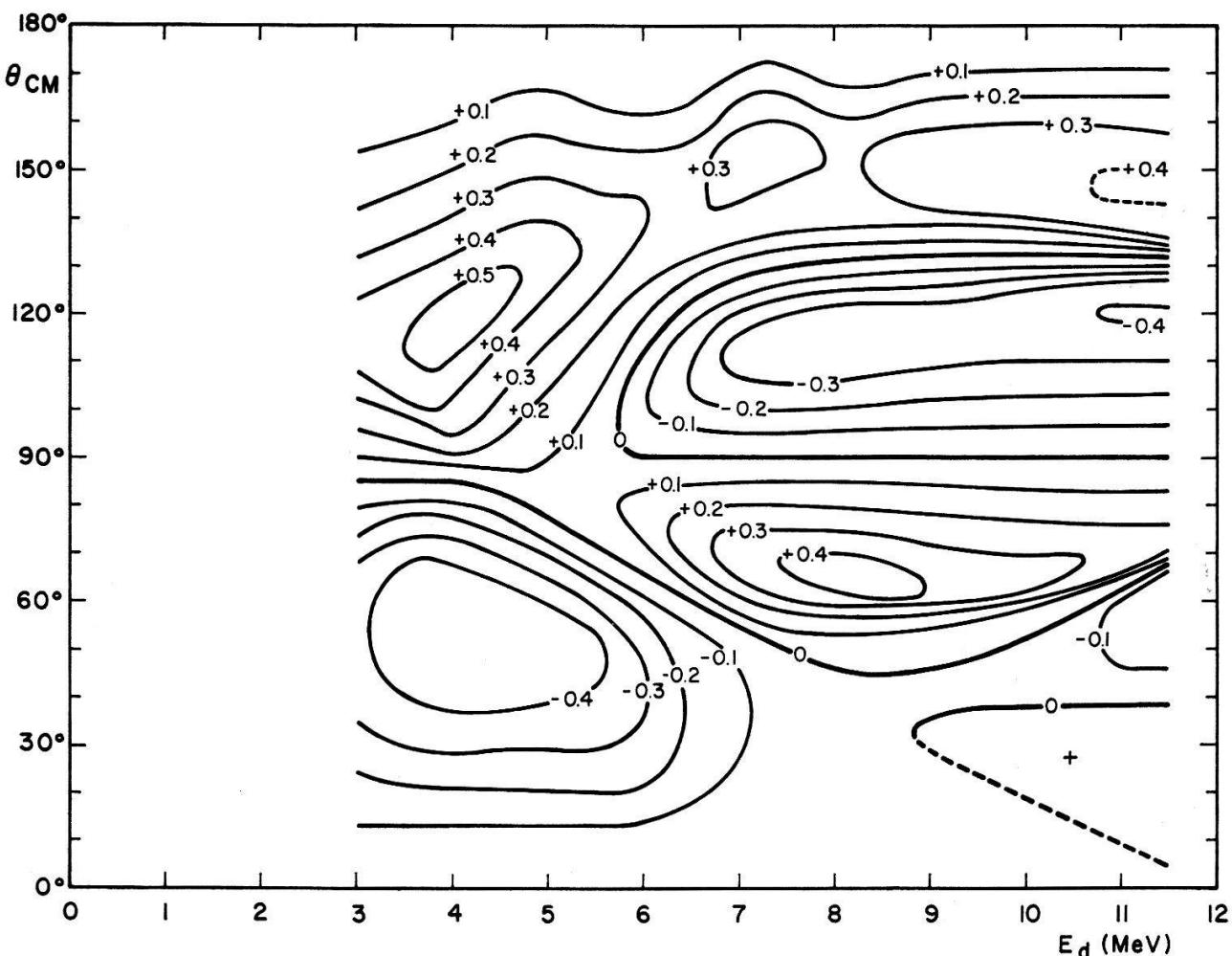


Figure 2
Contour plot of the deuteron vector polarization.

The results of the present work show that d - α scattering is useful as an analyzer for the deuteron vector polarization for most deuteron energies in the observed energy range. The fact that above 6 MeV the polarization crosses the value zero strictly at $\Theta_{cm} = 90^\circ$ suggests that no odd parity states in ${}^6\text{Li}$ are excited. A phase shift analysis of the measured data is in progress.

References

- [1] W. GRÜEBLER, V. KÖNIG and P. MARMIER, Nucl. Instr. and Meth. 62, 115 (1968).
- [2] A. TRIER and W. HAEBERLI, Phys. Rev. Letters 18, 915 (1967).
- [3] G. G. OHLSEN, V. S. STARKOVICH, W. G. SIMON and E. M. BERNSTEIN, Phys. Letters 28B, 404 (1969).

Echange de charge dans des vapeurs de métaux alcalins

par P. A. SCHMELZBACH, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG et P. MARMIER
(Laboratoire de Physique Nucléaire de l'EPF, 8049 Zurich)

L'échange de charge des protons et des deutons dans des vapeurs de métaux alcalins a été étudié entre 1 et 15 keV. On a mesuré l'intensité des composants chargés en fonction de la densité de la cible gazeuse. Les résultats obtenus et les sections efficaces de simple et double capture électronique pour K, Cs, Na, Li sont présentés et discutés dans le cadre de leur utilisation dans une source d'ions négatifs.

Mesure de la période de Nb^{93m})

par F. HEGEDÜS
(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

La décroissance de Nb^{93m} a été comparée au Cd^{109} dont la période est bien connue ($t_{1/2} = 453 \pm 2$ j, [1]). Les deux sources ont été montées à l'intérieur du système de vide d'une diode Si. La résolution de l'appareil de mesure est de 1,2 keV. Le spectre dans l'intervalle d'énergie de 14,75–23,79 keV a été analysé. Trois activités ont été séparées: la ligne $X(K_\alpha)$ de 16,6 keV de Nb^{93m} , la ligne $X(K_\alpha)$ de 22,1 keV de Cd^{109} et la contribution due au parasite Ta^{192} ($t_{1/2} = 115,1$ j). La précision dans la détermination du rapport des activités des deux lignes est de l'ordre de 0,5%. Une évaluation préliminaire sur 139 jours donne:

$$t_{1/2} (\text{Nb}^{93m}) = 11,7 \pm 2 \text{ ans}.$$

L'expérience sera poursuivie et les résultats de la période et des coefficients de conversion du Nb^{93m} feront l'objet d'une publication ultérieure.

Bibliographie

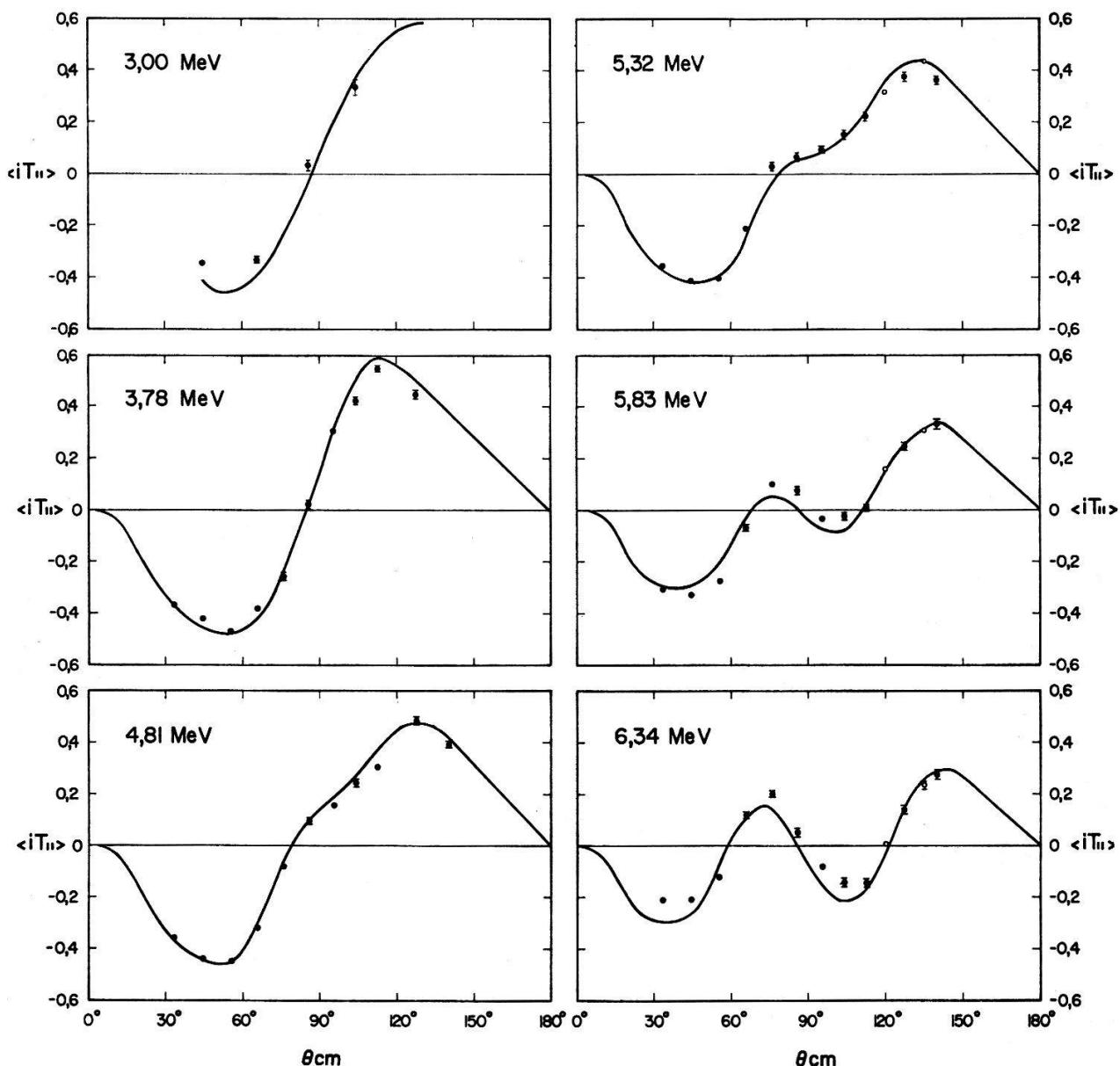
- [1] H. LEUTZ, K. SCHNECKENBERGER and H. WENNINGER, Nuclear Physics 63, 263–272 (1965).
- ¹⁾ La mesure a été effectuée au Centre de Recherches Nucléaires, département PREN à Strasbourg-Cronenbourg (France).

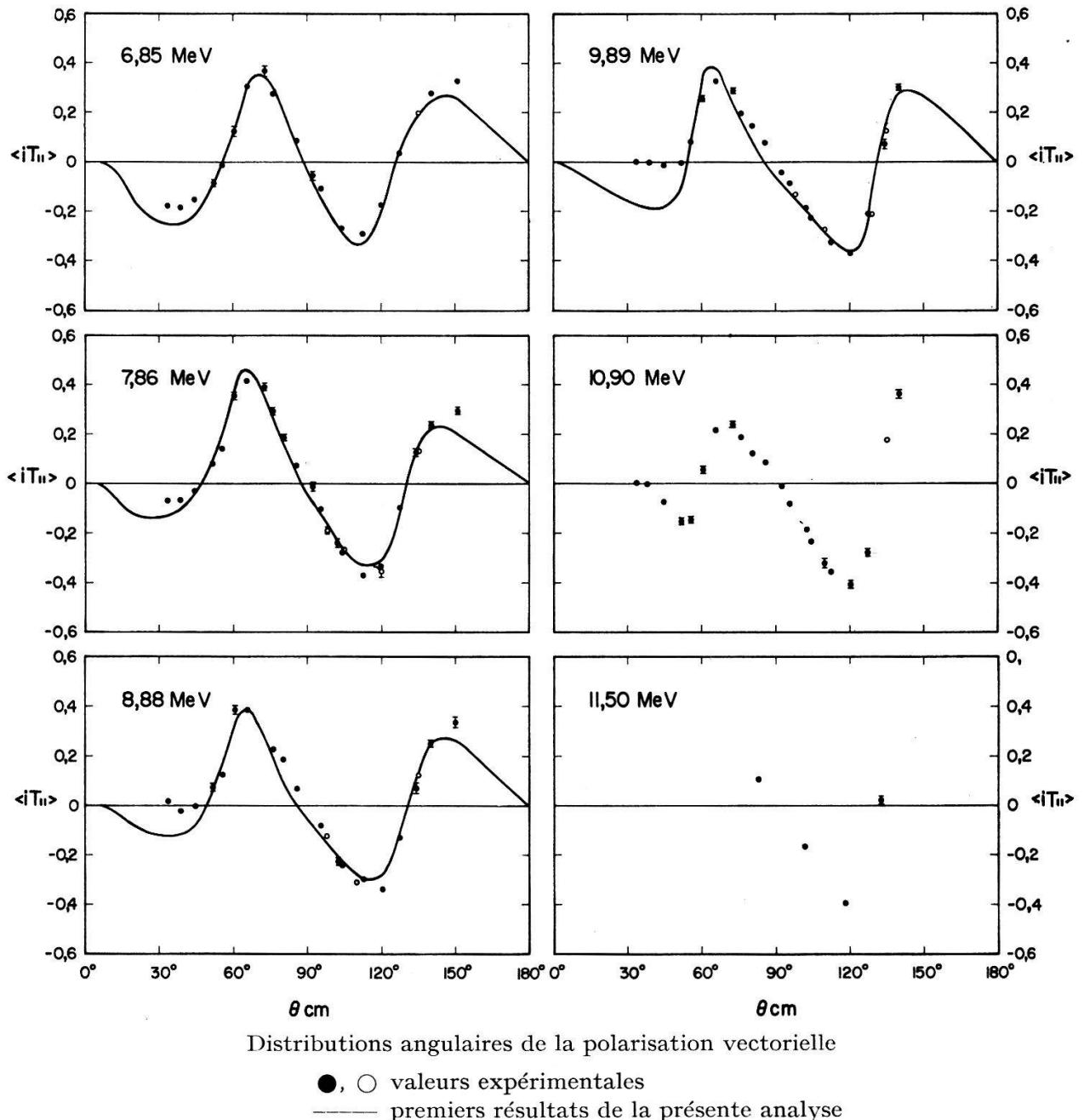
Analyse en déphasages de la diffusion $^4\text{He}(d, d)^4\text{He}$ de 3 à 10 MeV

par P.-A. SCHMELZBACH, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG et P. MARMIER
 (Laboratoire de Physique Nucléaire de l'EPF, Zurich)

L'analyse en déphasages de la diffusion $^4\text{He}(d, d)^4\text{He}$ consiste à déterminer pour chaque énergie 15 paramètres simultanément, lorsque les voies inélastiques sont ouvertes et que l'on considère les ondes dont $l \leq 2$. L'introduction dans l'analyse de distributions angulaires complètes des polarisations devrait permettre de réduire fortement l'ambiguïté des déphasages obtenus jusqu'ici [1, 3, 4]. Nous avons donc considéré, en plus des sections efficaces différentielles de SENHOUSE et TOMBRELLO [1], de OHLSEN et YOUNG [2], et des polarisations tensorielles de McINTYRE et HAECKERLI [3], les polarisations vectorielles mesurées à l'aide de la source d'ions polarisés de l'EPF (voir article précédent).

A ce stade préliminaire, nous avons attribué au paramètre de mélange les valeurs trouvées par McINTYRE et HAECKERLI [3]. La recherche se limitait aux déphasages S , P et D .





La figure montre une comparaison des valeurs expérimentales de la polarisation vectorielle et des valeurs calculées à l'aide des déphasages permettant de reproduire au mieux l'ensemble des données expérimentales utilisées. On constate que jusqu'à 8 MeV les distributions angulaires sont rendues de façon satisfaisante. À plus haute énergie, un désaccord apparaît à $\Theta_{CM} = 90^\circ$ et aux petits angles. Il semble donc nécessaire de considérer une contribution des ondes F ($l = 3$) à partir de 8 MeV.

D'autre part, l'évolution des déphasages en fonction de l'énergie montre également que les résultats antérieurs [3, 4] doivent être sensiblement modifiés afin de rendre compte des nouvelles données expérimentales introduites dans l'analyse.

Nous tenons à remercier Monsieur le Dr. F. SEILER de l'Institut de Physique de l'Université de Bâle qui nous a fourni une version du programme SPINONE de MCINTYRE et HAEBERLI.

Bibliographie

- [1] L. S. SENHOUSE JR. and T. A. TOMBRELLO, Nuclear Physics 57, 624 (1964).
- [2] G. C. OHLSSEN and P. C. YOUNG, Nuclear Physics 52, 134 (1964).
- [3] L. C. McINTYRE and W. HAEBERLI, Nuclear Physics A 91, 382 (1967).
L. C. McINTYRE, Ph. D. THESIS, University of Wisconsin (1965).
- [4] A. TRIER, Ph. D. THESIS, University of Wisconsin (1966).

Désintégration du ^{104}Rh (43 sec) et du ^{104m}Rh (4,4 min)¹⁾par VICTOR A. IONESCU²⁾ et JEAN KERN

(Institut de Physique, Université, 1700 Fribourg)

Suivant le modèle hydrodynamique, les noyaux ayant une forme d'équilibre sphérique sont excités par des vibrations quadrupolaires harmoniques. Pour les noyaux pairs, l'excitation à 2 phonons consisterait en un triplet d'états 0^+ , 2^+ et

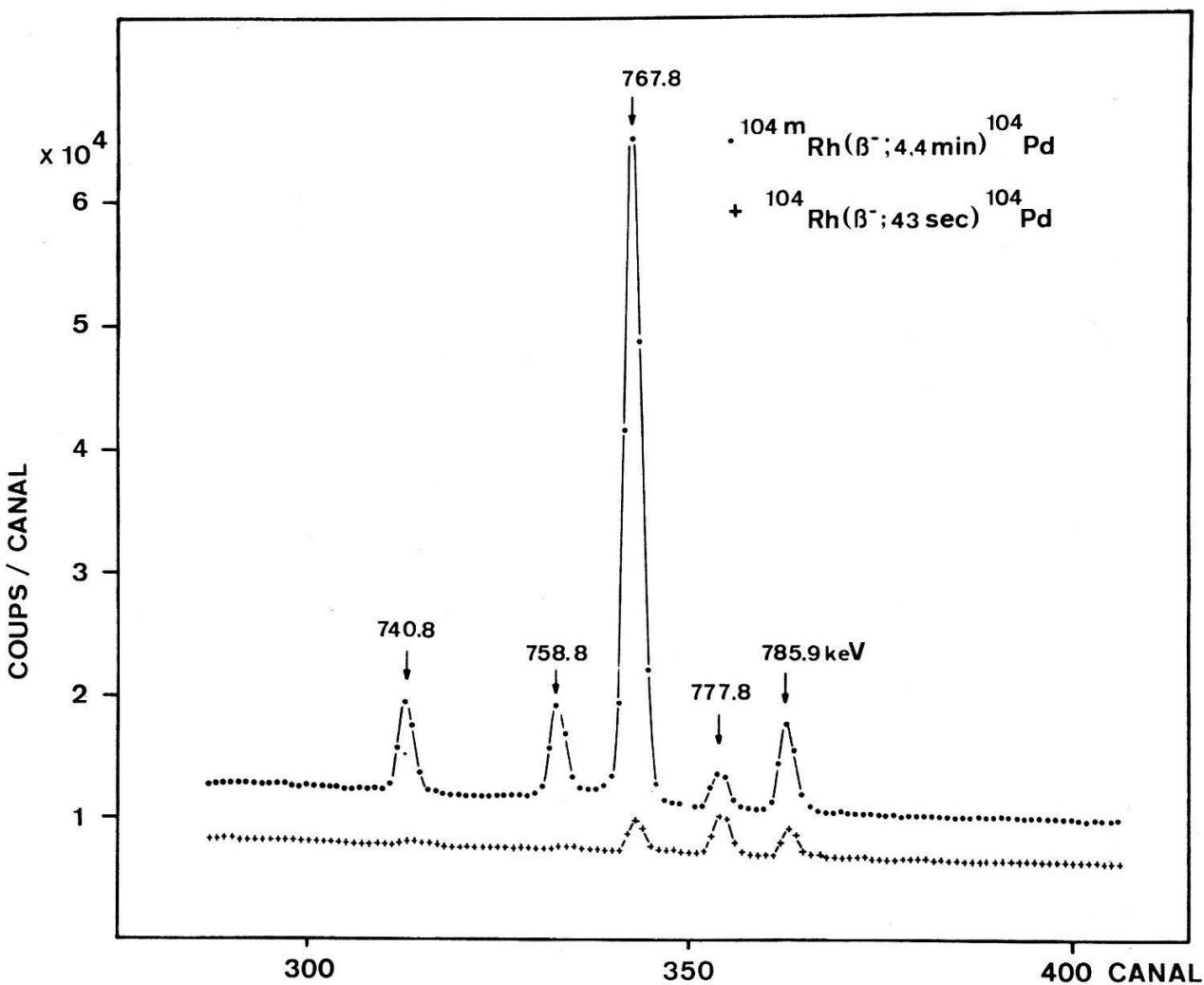


Figure 1

Groupe de transitions observées autour de 770 keV dans la longue et la courte période.

¹⁾ Travail subventionné par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

²⁾ Boursier AIEA, détaché de l'Institut de Physique Atomique, Bucarest.

4^+ qui n'a été observé avec certitude que dans peu de noyaux. La découverte d'un moment quadrupolaire important pour le premier niveau excité 2^+ à un phonon a relancé l'intérêt pour ce type de noyaux et mis en question la validité du modèle d'excitation vibrationnel.

Les désintégrations β du ^{104}Rh (1^+) et de son état isomérique 5^+ sont particulièrement favorables pour peupler les trois termes du triplet. L'étude a été faite à l'aide d'une diode [1] Ge(Li) de 3 cm^3 et d'un analyseur à 4000 canaux ND-2200. Les sources ont été obtenues par irradiation de Rh au réacteur SAPHIR de Würenlingen. Des mesures commencées $20''$ après une irradiation de quelques secondes et d'autres commencées $10'$ après une irradiation de quelques minutes ont permis de mettre en évidence l'activité due à la désintégration de chacun des deux niveaux du Rhodium. Dans les deux cas, deux mesures successives du même spectre dans les deux moitiés de la mémoire de l'analyseur permettent de contrôler la période des transitions observées. Pour améliorer la statistique plusieurs mesures indépendantes ont été accumulées. Six nouvelles transitions (cf. Table) ont été mises en évidence par rapport au travail de FETTWEIS et VERVIER [2]. La transition de 1293 keV observée par ces derniers n'est pas apparue et provient très probablement de la désintégration de ^{141}Ar . La figure 1 montre que le groupe de transitions autour de 770 keV est formé de 5 lignes. Toutes les raies observées sont placées dans le schéma de la figure 2. L'observation d'une faible, mais pourtant certaine transition à 1793 keV est en contradiction avec l'assignement d'un spin et parité 0^+ pour le niveau qu'elle dépeuple

Table

Liste des transitions. Les intensités sont celles observées dans la désintégration de la période de 4,4 min (état d'équilibre).

FETTWEIS et VERVIER [2]			Ce travail			
E_γ [keV]	I_γ [%]	ΔI_γ [%]	E_γ [keV]	ΔE_γ [eV]	I_γ %	ΔI_γ %
—	—		356	1000	1,6	0,2 ¹⁾
—	—		451	1000	0,37	0,08
556	100		555,9	80	100	4
739	0,87	0,15	740,78	60	0,64	0,04
—	—		758,78	70	0,70	0,04
768	5,75	0,6	767,81	50	5,0	0,15
—	—		777,8	150	0,29	0,03
783	0,53	0,15	785,90	70	0,66	0,04
857	0,63	0,15	858,05	60	0,59	0,03
—	—		923,7	150	0,16	0,02
942	0,47	0,10	941,71	70	0,54	0,03
1236	3,8	0,4	1237,08	50	4,0	0,16
1293	1,09	0,15				
1340	0,49	0,15	1341,69	60	0,55	0,03
1525	0,73	0,15	1526,54	70	0,69	0,03
1625	0,3	0,15	1625,7	100	0,32	0,01
—	—		1793,5	500	0,038	0,004

¹⁾ Transition dans le ^{104}Ru .

[3]. La transition de 778 keV provient très probablement d'un nouveau niveau de spin 0 qui est le 3ème terme du triplet recherché. Cette raie apparaît nettement dans la désintégration de l'état fondamental du ^{104}Rh . Le nouveau niveau correspond à celui observé [4] dans la réaction $^{105}\text{Pd} (d, t) ^{104}\text{Pd}$.

Le triplet d'états à 2 phonons apparaît donc ici très bien groupé dans le ^{104}Pd . Un compte rendu plus détaillé de nos expériences sera publié prochainement.

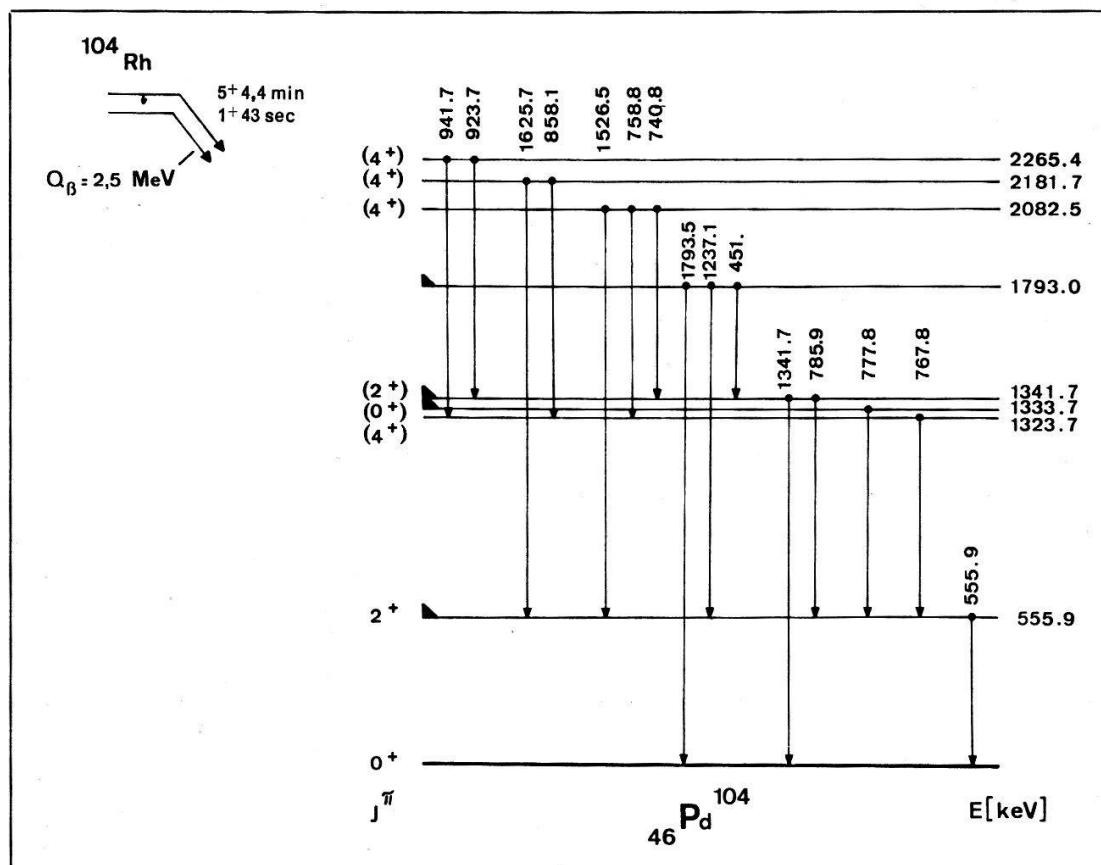


Figure 2

Schéma de désintégration du ^{104m}Rh et du ^{104}Rh vers le ^{104}Pd . Les niveaux marqués à gauche par un triangle sont peuplés directement par la désintégration β de l'état fondamental du ^{104}Rh .

Bibliographie

- [1] Fournie par le Prof. BALDINGER, Institut de Physique appliquée, Université de Bâle.
- [2] P. FETTWEIS and J. VERVIER, Z. Physik 201, 465 (1967).
- [3] M. E. BUNKER and J. W. STARNER, Bull. Am. Phys. Soc. 5, 253 (1960).
- [4] D. L. DITTMER and W. W. DAEHNICK, Bull. Am. Phys. Soc. 13, 1429 (1968).

Spontane Kernspaltung von U^{238} und Am^{241}

von D. GALLIKER und E. HUGENTOBLER (Fribourg); et B. HAHN (Bern)

Die Halbwertszeiten der spontanen Kernspaltung von U^{238} und Am^{241} wurden untersucht. Die Messung für das U^{238} , welche unter verschiedenen experimentellen Bedingungen neu durchgeführt wurde, bestätigt unseren früher gefundenen Wert. Für das Am^{241} werden erste Resultate gegeben.

Energiebestimmung zweier Niveaus des ^{164m}Ho

von E. HALLER

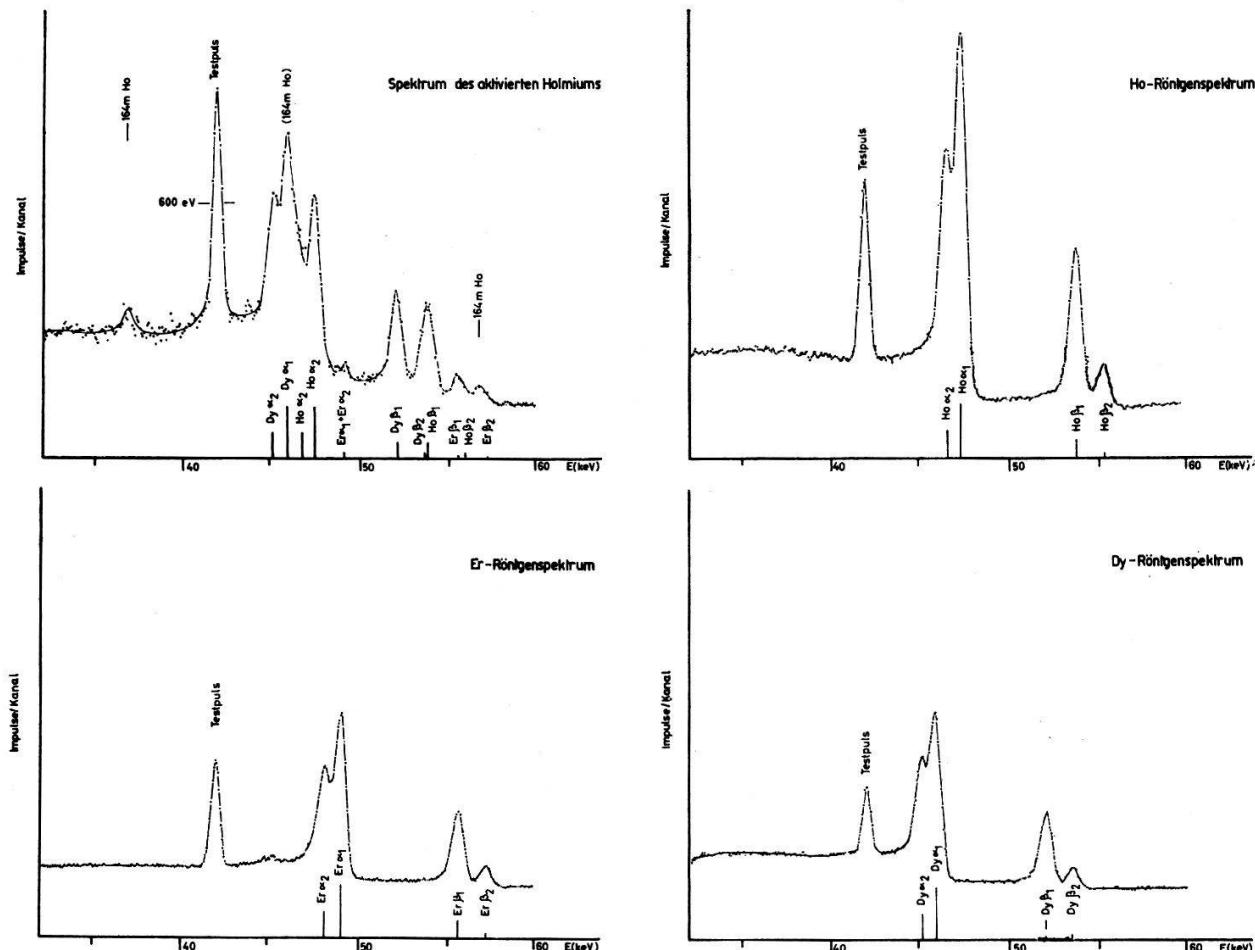
(Institut für angewandte Physik, Universität Basel)

und E. STEINER

(Physikalisches Institut, Universität Basel)

Die von M. H. JØRGENSEN, O. B. NIELSEN und O. SKILBREID sowie von B. SETHI und S. K. MUKHERJEE [2] durchgeführten Arbeiten über den Zerfall des ^{164m}Ho geben die Energien der beiden M1-Übergänge mit $E_{\gamma_1} = 56,1 \text{ keV}$ und $E_{\gamma_2} = 37,0 \text{ keV}$ respektive mit $E_{\gamma_1} = 51 \text{ keV}$ und $E_{\gamma_2} = 36 \text{ keV}$ an. Da die Bindungsenergie des K -Elektrons in Ho 55,62 keV beträgt, ist eine genaue Kenntnis der Energie E_{γ_1} zur Abklärung der Frage, ob K -Konversion stattfindet, von Bedeutung. Wir bestimmten die beiden Energien durch Vergleich des γ -Spektrums von ^{164m}Ho mit den Röntgenfluoreszenzspektren von Dy, Er und Ho zu $E_{\gamma_1} = 56,76 \pm 0,16 \text{ keV}$ und $E_{\gamma_2} = 36,9 \pm 0,2 \text{ keV}$. Die Röntgenfluoreszenzspektren, Figur, wurden mit einer ^{57}Co -Quelle in Ho-Metallpulver, Er- und Dy-Oxyd angeregt und mit einer kleinen, hochauflösenden Ge(Li)-Diode aufgenommen.

Aus der Kenntnis der Intensitätsverhältnisse α_2/α_1 , β_{1+3}/α_1 und β_2/α_1 sowie mit einem Computerfit für mehrere Gaussfunktionen konnten wir die beiden Linien aus dem komplexen ^{164m}Ho -Spektrum einwandfrei isolieren.



^{164m}Ho -Spektrum, Ho-, Er- und Dy-Röntgenfluoreszenzspektren.

Eine ausführliche Beschreibung dieser Untersuchung wird demnächst publiziert [3].

Wir danken dem Schweizerischen Nationalfonds für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

Literatur

- [1] M. H. JØRGENSEN, O. B. NIELSEN und O. SKILBREID, *The Decay of 37,5 min ^{164m}Ho* ; Nuclear Physics 84, 569–576 (1966).
- [2] B. SETHI and S. K. MUKHERJEE, *The Decay of ^{164}Ho* ; Nuclear Physics 85, 227–240 (1966).
- [3] E. STEINER, P. HUBER, W. SALATHE und R. WAGNER, ($n, 2n$)-Querschnitte und Isomerquer-schnittsverhältnisse von ^{76}Ge und ^{165}Ho im Energiebereich von 12,5 bis 18,5 MeV; wird publiziert.

Perturbation de la corrélation angulaire dans le Dy 161 sous forme d'alliage d'aluminium

par D. TAQQU et H. J. LEISI

(Laboratoire de Physique des hautes énergies, EPF Zurich)

Nous avons mesuré la corrélation angulaire $\gamma\text{-}\gamma$ de la cascade 49–26 keV suivant la désintégration du Tb 161 formé après irradiation au réacteur d'un alliage Gadolinium-Aluminium 10–90% ainsi que du GdAl₂. La durée de vie assez longue (42 ns) du niveau à 26 keV permet la mesure du spectre différentiel de la corrélation. Pour des écarts de temps de plus de 5 ns entre l'émission du premier et du second γ , on constate une très forte perturbation de la corrélation pour les deux matériaux. Les résultats seront discutés en connexion avec les mesures des largeurs des lignes de résonance du niveau à 26 keV dans l'effet Mössbauer.

Mesure de sections efficaces lors de collisions entre ions et molécules d'iode par la méthode de la corrélation directionnelle $\gamma\text{-}\gamma$

par F. N. GYGAX et H. J. LEISI

(Laboratoire de Physique des Hautes Energies, EPF, Zurich)

La corrélation directionnelle $\gamma\text{-}\gamma$ de la cascade 172–203 keV suivant la désintégration par capture K de ^{127}Xe vers ^{127}I a été mesurée en fonction de la pression de l'iode utilisé comme gaz tampon. Une section efficace pour les collisions entre le produit de désintégration et une molécule du gaz neutre entraînant un changement du spin électronique du noyau fille fortement ionisé peut être déduite de la chute caractéristique de la courbe d'anisotropie [1]. Cette section efficace, attribuable par exemple à un échange de charges ou à une dépolarisat $\ddot{\text{o}}$ n, présente une valeur égale à environ 100 fois celle de la section géométrique de collision entre deux atomes de xénon.

La description plus détaillée de cette observation fera l'objet d'une publication ultérieure.

Bibliographie

- [1] F. N. GYGAX, J. EGGER et H. J. LEISI in Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, July 15–18, 1968, edited by D. Berényi (Eötvös Lóránd Physical Society, Budapest, 1968), p. 386.

Corrélation directionnelle X- γ dans des sources gazeuses

par F. N. GYGAX, TH. V. LEDEBUR et H. J. LEISI

(Laboratoire de Physique des Hautes Energies, EPF, Zurich)

Récemment, la question de l'existence d'une corrélation directionnelle entre les rayons X K émis après capture K et les rayons γ nucléaires à fait l'objet de plusieurs publications [1, 2, 3].

Différentes mesures de corrélation γ - γ effectuées dans notre laboratoire contenaient également des renseignements sur la corrélation X K - γ . Ces données ont été dépouillées et les résultats sont représentés dans le tableau ci-joint.

Tableau

Corrélation directionnelle (X K) - (γ de 188 keV) dans la désintégration de ^{125}Xe en fonction de la pression du xénon gazeux

Pression	Anisotropie = $[W(180^\circ) - W(90^\circ)]/W(90^\circ)$
2 \pm 1 Torr	$0,0039 \pm 0,0042$
825 \pm 150 Torr	$-0,0070 \pm 0,0086$
15,9 \pm 1,2 atm	$-0,0020 \pm 0,0120$

Dans la désintégration de ^{125}Xe (Figure), nous avons mesuré les rayons X K en coïncidence avec le rayon γ de 188 keV. Les intensités de transition et les coefficients de conversion représentés sur le schéma de désintégration permettent de déterminer les contributions des différentes corrélations considérées, par exemple (X K de capture) - γ et (X K de conversion) - γ . Une étude détaillée de ce schéma de désintégration a été réalisée par GEIGER [4]. Les coïncidences entre un rayon X K et la fraction de la ligne de 243 keV enregistrée dans la fenêtre placée sur 188 keV contribuent faiblement (moins de 3%) au total des événements.

Remarquons que nos mesures ont été effectuées pour trois pressions de gaz tampon (xénon). Il est connu que la corrélation directionnelle γ - γ dans l'isotope étudié pré-

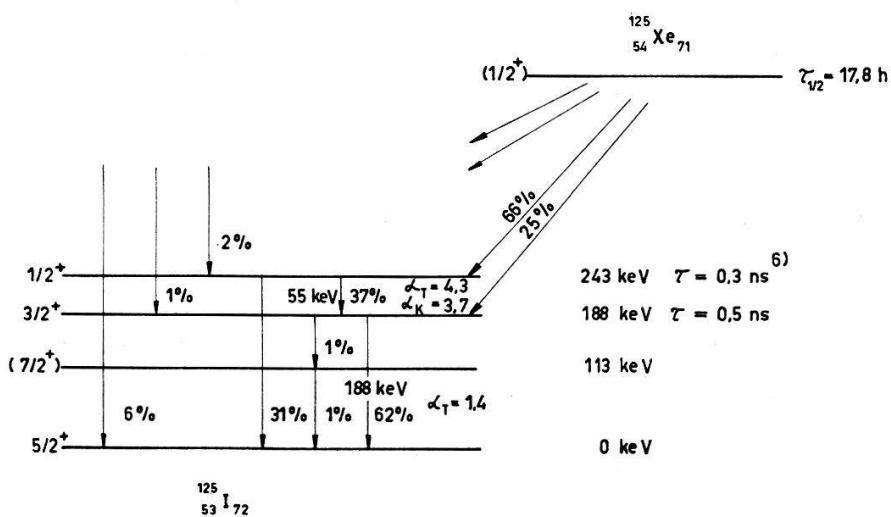


Schéma de désintégration de ^{125}Xe .

sente des variations caractéristiques de l'anisotropie en fonction de la pression [5]. On était en droit d'attendre également un comportement spécial dans ces mêmes conditions pour la corrélation $X K - \gamma$, sauf dans le cas d'une isotropie totale.

Nos résultats ne semblent indiquer ni effet de pression ni anisotropie incompatible avec une valeur nulle.

Bibliographie

- [1] V. V. PEREPELKIN, Sov. Phys. JETP Letters 5, 81 (1967).
- [2] J. FECHNER, C. GÜNTHER, H. HÜBEL, R. S. RAGHAVAN, K. H. SPEIDEL, H. TOSCHINSKI and B. WOLBECK, Phys. Letters 26B, 374 (1968).
- [3] M. K. RAMASWAMY, Bull. Am. Phys. Soc. 13, 1450 (1968).
- [4] J. S. GEIGER, Phys. Rev. 158, 1094 (1967).
- [5] F. N. GYGAX, J. EGGER and H. J. LEISI in Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, July 15–18, 1968, edited by D. BERÉNYI (Eötvös Lóránd Physical Society, Budapest, 1968), p. 386.
- [6] Y. S. HOROWITZ, R. B. MOORE and R. BARTON, Can. J. Phys. 45, 101 (1967).

Resonance Behaviour of Gamma-Gamma Angular Correlation in the Decay ^{125}Xe to ^{125}I

by TH. v. LEDEBUR, F. N. GYGAX, and H. J. LEISI

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

The anisotropy of the 55 keV–188 keV gamma cascade in ^{125}I has been measured in dependence of a weak external magnetic field. The experiment was performed using a $3'' \times 3''$ NaI integral line detector with an elaborate magnetic shielding and a $2'' \times 2''$ NaI detector with light pipe. The influence of the magnetic field on the window counting rate was determined to be less than 0.8% . A conventional fast-slow coincidence set-up was employed, and coincidences which were taken at 90° and 180° were stored in a 200 channel subsection of a 400 channel analyzer (Intertechique SA 40 B). The channel number was selected by the output of a Bell 640 gaussmeter measuring the magnetic field which was swept by a Heathkit pulse generator operated in triangular mode at 0.02 cps.

The ^{125}Xe activity was produced at the reactor MOL (Belgium) by irradiating an aluminium foil, which had been bombarded with ^{124}Xe in the mass separator¹⁾. Suitable parts of the irradiated foil were melted in an evacuated glass system, the xenon was deposited in a quartz ampoule of 1 cm diameter by immersing it into liquid nitrogen and the rest of the glass system was sealed off. The pressures of the sources thus obtained and their partial xenon pressures are listed in the table.

As can be seen in the figure the anisotropy displays a resonance centered around zero magnetic field, an effect, which is expected for a correlation perturbed by a strong time-independent hyperfine interaction [1]. The curve shown results from fitting a function of the type

$$A(H) = A_\infty + \frac{A_0}{1 + (H/\Delta H)^2}$$

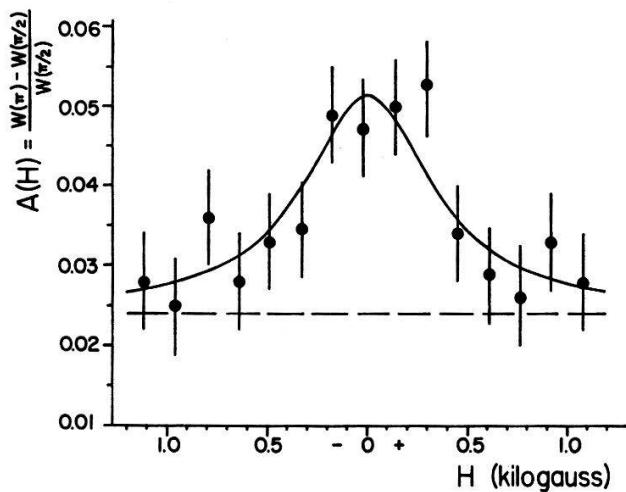
¹⁾ Atomic Energy Research Establishment, Harwell, England.

Table 1

Anisotropy values and width of the resonances of the 55 keV–188 keV gamma cascade for three sources of ^{125}Xe and their pressures. The error bounds represent root mean square errors. The anisotropy values include solid angle corrections.

Source No.	1	2	3	$\overline{1+3}$
Pressure (mm Hg)	1 ± 1.5 $- 0.2$	12 ± 3	3.6 ± 1.4	2 ± 1
Partial xenon pressure (mm Hg)	0.11 ± 0.01	0.34 ± 0.04	2.0 ± 0.2	
$A(0)$	0.087 ± 0.006	0.069 ± 0.006	0.093 ± 0.008	0.089 ± 0.005
A_0	0.029 ± 0.008	0.043 ± 0.010	0.051 ± 0.013	0.036 ± 0.007
A_∞	0.035 ± 0.007	0.018 ± 0.009	0.024 ± 0.012	0.032 ± 0.007
ΔH (Gauss)	360 ± 220	370 ± 180	440 ± 210	390 ± 170

to the experimental points. The parameters A_∞ , A_0 and ΔH are given in the table. Since the pressures of the sources 1 and 3 are comparable, the weighted average of the corresponding values have been calculated and are given in the figure. The width $\Delta H = 390 \pm 170$ G at a mean pressure of 2 ± 1 mm Hg is similar to that observed in the decay of ^{127}Xe [2]. Both values of the width are close to the natural width based on the known lifetime of the intermediate state.



Weighted average of anisotropy of sources 1 and 3 versus magnetic field. The values of $A(H)$ do not include solid angle corrections.

The anisotropies at zero field $A(0)$ have been measured additionally without the scattering effects due to the magnet. Their values are close to the low pressure limit observed for the 172 keV–203 keV gamma cascade in the decay of ^{127}Xe [3]. Assuming that the unperturbed anisotropies of the two angular correlations are equal [4, 5] we conclude that collision effects as discussed in [6] are small for the sources 1 and 3. We therefore expect little or no broadening of the resonance in the figure due to collisions.

References

- [1] H. J. LEISI, in Hyperfine Structure and Nuclear Radiation, edited by E. Matthias and D. A. Shirley (North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1968), p. 384.
- [2] H. J. LEISI, Physics Letters 17, 308 (1965).
- [3] F. N. GYGAX, J. EGGER and H. J. LEISI, in Hyperfine Structure and Nuclear Radiation, edited by E. Matthias and D. A. Shirley (North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1968), p. 948.
- [4] J. S. GEIGER, Physics Letters 7, 48 (1963).
- [5] H. J. LEISI, Physics Letters 12, 221 (1964).
- [6] F. N. GYGAX, J. EGGER, and H. J. LEISI, in Proceedings of the Conference on Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, July 15–18, 1968, edited by D. Berényi (Eötvös Lóránd Physical Society, Budapest 1968), p. 386.

Festkörperphysik**Elektronenspinresonanz von Cr³⁺ in ZnAl₂O₄:
Parameter und Linienbreiten**

von P. SCHINDLER, P. GERBER, H. R. BOESCH und F. WALDNER

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Die ESR-Spektren von Cr³⁺ in synthetischen ZnAl₂O₄ Einkristallen wurden bei 35 und 9 GHz gemessen. Die Parameter der Spin-Hamiltonian betragen bei 300 °K $g_{\parallel} = 1,9840 \pm 0,0003$, $g_{\perp} = 1,9798 \pm 0,0005$, $|D| = (0,9304 \pm 0,0003) \text{ cm}^{-1}$. Die stark variierenden Linienbreiten werden durch ein einfaches Modell quantitativ interpretiert. Dieses Modell ist konsistent mit der Annahme, dass die Linien vorwiegend durch Unordnungseffekte verbreitert werden. Vergleichende Messungen von Cr³⁺ in MgAl₂O₄ unterstützen diese Hypothese.

Stark modulated Resonance Lines of Non-Kramers Doublets

by P. WYSLING

(Physik-Institut der Universität Zürich)

and K. A. MÜLLER

(IBM Zürich Research Laboratory, Rüschlikon)

Electric field modulated paraelectric resonance lines for Pr³⁺ and Ho³⁺ ions in ethylsulphate and double nitrate salts are reported. The observed line shapes are analysed and the deduced electric field interaction constants are compared with those obtained from dynamic experiments.

A detailed publication is to be published elsewhere.

Kernresonanz von ^{27}Al und ^1H in Zoisit, $\text{Ca}_2\text{Al}_3\text{Si}_3\text{O}_{12}(\text{OH})$

von D. BRINKMANN, J. L. STAELI und S. GHOSE¹⁾

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Die Kristallstruktur des rhombischen Zoisit wurde kürzlich verfeinert [1]. Zoisit enthält Aluminium in zwei nicht gleichwertigen Lagen I und II mit jeweils oktaedrischer Sauerstoff-Koordination. Das Sauerstoffoktaeder der Lage II gehört zu den am stärksten verzerrten unter allen bekannten Aluminiumsilikaten. Dementsprechend führt die Wechselwirkung zwischen dem Kristallfeld und dem elektrischen Quadrupolmoment des ^{27}Al -Kernes zur grössten bislang gemessenen Aufspaltung eines Al-Kernresonanz-Spektrums. Die Feldgradiententensoren wurden für beide Al-Lagen bestimmt. Die Kopplungskonstanten betragen (8.05 ± 0.12) MHz für Lage I und (18.50 ± 0.05) MHz für Lage II.

Die Al-I-Lage ist von einer OH-Gruppe koordiniert, wobei die Wasserstoffposition kristallographisch nicht genau bestimmt ist. Mit Hilfe dieser mutmasslichen Position wurde das Zweite Moment der Protonenresonanzlinie für ein starres Gitter berechnet und mit den experimentellen Werten verglichen:

Äusseres Magnetfeld || a: Exp. $(1,8 \pm 0,2) G^2$, Theorie: $1,5 G^2$

Äusseres Magnetfeld || c: Exp. $(2,3 \pm 0,2) G^2$, Theorie: $2,0 G^2$.

Wegen der Unsicherheit in der Wasserstoffposition können die theoretischen Werte noch um etwa $\pm 10\%$ schwanken. Insofern bestätigen die Kernresonanzmessungen die vermutete Wasserstofflage.

Ein ausführlicher Artikel wird an anderer Stelle veröffentlicht werden.

Literatur

[1] W. A. DOLLASE, The American Mineralogist 53, 1882 (1968).

¹⁾ Neue Anschrift: NASA, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, USA.

Comportement en Résonance Magnétique Nucléaire des composés Be_{22}Re , Be_{22}Tc et Be_{22}Mo

par M. BERNASSON, P. DESCOUTS et G. A. STYLES¹⁾

(Institut de Physique de la Matière Condensée. Université de Genève)

Le déplacement de Knight et la largeur des raies de Résonance Magnétique Nucléaire de ^9Be , ^{185}Re , ^{187}Re et ^{99}Tc ont été déterminés sur des composés Be_{22}X ($\text{X} = \text{Tc}, \text{Re}, \text{Mo}$), à température ambiante, 77°K et $4,2^\circ\text{K}$. Ces grandeurs, indépendantes de la température, mettent en évidence un effet quadrupolaire du deuxième ordre. La valeur de K_{Be} , voisine de celle mesurée dans Be pur, ainsi que la comparaison de K_{Re} avec χ (Be_{22}Re) paraissent indiquer une localisation des fonctions d'onde d .

Recherche financée par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

Un article complet sera prochainement soumis aux H.P.A.

¹⁾ Adresse actuelle: School of Physics, University of Warwick, Coventry, England.

Untersuchung von NMR-Linienvverbreiterung mit Hilfe von dynamischer Kernpolarisation

von E. E. HUNDT und H. H. NIEBUHR
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Sättigt man bei dynamischer Kernpolarisation in einem diamagnetischen Kristall die ESR-Linie paramagnetischer Zentren in der Mitte, so können sich NMR-Linienvformen ergeben, die gegenüber dem Signal bei thermischem Gleichgewicht stark verändert sind. Falls die ESR-Linie homogen verbreitert ist, sollte sich die Form des Kernresonanzsignals nicht ändern. Sättigt man dagegen eine durch Spin-Spin- oder andere lokale Wechselwirkungen inhomogen verbreiterte ESR-Linie, die aus von einander unabhängigen Spinpaketen besteht, so erwartet man Signalvergrösserungen, die umgekehrt proportional zur Temperatur sind [1]. Ist andererseits die inhomogene Verbreiterung durch Verschiebung des Resonanzfeldes der Elektronen- und Kernspins in ganzen Bereichen des Kristalls bedingt, wie etwa durch Magnetfeldinhomogenität oder Kristalldefekte, so wird die Signalvergrösserung temperaturunabhängig [2]. Beide Effekte ergeben außerdem verschiedene NMR-Linienvformen, so dass es möglich ist, zwischen «mikroskopischer» Linienvverbreiterung, z. B. durch Spin-Spin-Wechselwirkung, und «makroskopischer» Linienvverbreiterung, etwa durch Inhomogenität des Magnetfeldes, Domänenstruktur des Kristalls oder Kristallverzerrungen, zu unterscheiden. Der letztere temperaturunabhängige Effekt wurde experimentell in Rubin ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) untersucht. Es zeigt sich, dass die Form der NMR-Linien sehr empfindlich ist, so dass damit Linienvverbreiterungen und -strukturen deutlich nachgewiesen werden können, die an den thermischen Signalen kaum bemerkt werden.

Literatur

- [1] S. LEE, Phys. Letters 26A, 572 (1968).
- [2] H. H. NIEBUHR, E. E. HUNDT, and E. BRUN, Phys. Rev. Letters 21, 1735 (1968) und 22, 159 (1969).

Elektronenspinresonanz von Fe^{3+} in $\text{Zn Al}_2\text{O}_4$

von P. GERBER, K. LOCHER, J. E. DRUMHELLER und F. WALDNER
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Es wurden ESR-Spektren im 35 GHz-Bereich von Fe^{3+} -Ionen in einem ZnAl_2O_4 -Einkristall aufgenommen. Die Interpretation der Spektren gelang innerhalb der Fehlergrenzen durch einen effektiven Spinhamiltonoperator mit fünf Parametern. Für die Wechselwirkung mit dem Kristallfeld ergaben sich folgende drei Parameterwerte (in cm^{-1}): $D = -0,34017 \pm 0,00015$ $a - F = 0,04707 \pm 0,00021$ und $a = 0,0575 \pm 0,0004$, wobei ein gemeinsames Vorzeichen offenbleibt.

Die Komponenten des anisotropen g -Faktors hatten die Werte $g_{||} = 2,0001 \pm 0,0004$ und $g_{\perp} = 2,0019 \pm 0,0008$. Es wurde ein Versuch unternommen, die grossen und stark variablen Linienvbreiten als Folge von statistischen Streuungen der Quadrupolwechselwirkungsparameter zu deuten.

Elektronenspinresonanz mit variabler Frequenz

von W. URBAN

(Physikalisches Institut der Universität (TH), D-7500 Karlsruhe)

Wir haben ein Elektronenspinresonanzspektrometer mit kontinuierlich variabler Mikrowellenfrequenz aufgebaut [1, 2]. Dieses Spektrometer arbeitet im Frequenzbereich von 1–15 GHz. Vor- und Nachteile des Frequenzvariationsverfahrens gegenüber der konventionellen Isofrequenzmethode werden diskutiert. Im Rahmen von EPR-Untersuchungen an Gd^{3+} in Kristallen von YPO_4 , YAsO_4 , YVO_4 , ScVO_4 (Zirkonstruktur) wurde die Nullfeldaufspaltung des Grundzustandes $S_{7/2}$ des Gadoliniums direkt gemessen und über einen weiten Temperaturbereich verfolgt. Die Temperaturabhängigkeit der Kristallfeldparameter in den verschiedenen Kristallen zeigen deutliche Unterschiede.

Literatur

- [1] W. URBAN, Z. Angew. Phys. 20, 215 (1966).
- [2] H. G. KAHLE, V. KOCH, J. PLAMPER, W. URBAN, J. Chem. Phys. 49, 2702 (1968).

Entropie des tubes de flux dans les supraconducteurs de type II

par R. EHRAT et L. RINDERER

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

Au moyen de la calorimétrie isotherme, la variation d'entropie par unité de longueur associé à la création de tubes de flux (champ magnétique croissant) ou leur annihilation (champ décroissant) a été mesurée sur deux échantillons cylindriques des alliages Nb₈₀Mo₂₀¹⁾ et Pb₉₈In₂. Les résultats expérimentaux obtenus en fonction du champ magnétique et de la température sont confrontés avec ceux déduits des théories existantes de l'état mixte.

¹⁾ Préparé par J. Lowell, Clarendon Lab., Oxford.

Effets du traitement thermique sur les propriétés de supraconducteurs du type A15

par R. FLÜKIGER, P. SPITZLI, F. HEINIGER et J. MULLER

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

Une étude du système ternaire $\text{Nb}_3\text{Au}_x\text{Pt}_{1-x}$ a révélé que la transition supraconductrice est très sensible aux conditions de traitement thermique. Dans des conditions optimales, on trouve un maximum de T_c pour une concentration intermédiaire. Par contre, on observe un accroissement monotone de la chaleur spécifique électronique et de la constante réticulaire lorsque la concentration d'or augmente. Les résultats sont analysés sur la base de la théorie de supraconductivité à couplage fort.

Destruction of Superconductivity under Pressure

by R. I. BOUGHTON, G. BRÄNDLI, J. L. OLSEN, and C. PALMY

(Laboratorium für Festkörperphysik, Eidgenössische Technische Hochschule, Zürich)

For some time there has been much speculation about the possibility of superconductivity being destroyed by the application of sufficiently high pressure, and the conclusions reached by various authors have certainly not been in agreement. The first attempts to answer this question were made using a semi-empirical approach. While OLSEN and ROHRER [1], and LEVY and OLSEN [2] concluded that such a possibility most likely did not exist on the basis of the apparent constancy of the volume dependence of the superconducting interaction parameter for various metals, BRANDT and GINZBURG [3], and SMITH and CHU [4] reached just the opposite conclusion by empirically extrapolating experimental data to higher pressures. The last-mentioned authors showed that the critical temperature for most elements was essentially linearly dependent upon the volume compression and simply assumed this law to hold at higher pressures until a "critical" pressure is reached where T_c becomes zero. Unfortunately, none of these affirmative explanations could be derived using the microscopic BCS theory as a starting point because the interaction parameter, $g = N_0 V$, is essentially a positive number for any finite pressure.

Recent refinements of the BCS theory to include the effects of Coulomb repulsion [5, 6] do, however, indicate that superconductivity can be destroyed by pressure, although the explicit dependence of T_c on the volume compression is not a simple one. This possibility was first recognized by SEIDEN [7] and independently by BOUGHTON, OLSEN and PALMY [8].

The basis of this development is the expression giving the critical temperature for strong coupled superconductors as obtained by McMILLAN [6]

$$T_c = 0.69 \theta_D \exp \left[\frac{-1.04 (1+\lambda)}{(\lambda - \mu^* - 0.62 \mu^*)} \right] \quad (1)$$

where θ_D is the Debye temperature, λ is the electron-phonon coupling constant (corresponding to $N_0 V$ in the BCS expression), and μ^* is the effective electron-electron Coulomb repulsion. In general all of these quantities can depend upon volume. The logarithmic volume derivative of θ_D is, of course, the negative of the Grüneisen parameter, γ_G . More importantly, one must consider the changes in λ and μ^* . Writing the argument in (1) as $-1/g$, we obtain for its volume dependence

$$\varphi = \frac{\partial \ln g}{\partial \ln V} = \frac{\lambda (1 + 0.38 \mu^*)}{(1 + \lambda) (\lambda - \mu^* - 0.62 \lambda \mu^*)} \frac{\partial \ln \lambda}{\partial \ln V} - \frac{\mu^* (1 + 0.62 \lambda)}{(\lambda - \mu^* - 0.62 \lambda \mu^*)} \frac{\partial \ln \mu^*}{\partial \ln V}. \quad (2)$$

It has been shown as a consequence of theoretical calculation [7] that the variation of μ^* is usually quite small in comparison with that of λ , at least for the non-transition elements. We shall therefore neglect it from this point onward. On the other hand, the determination of $(\partial \ln \lambda / \partial \ln V)$ is very sensitive to the particular expression one takes for the electron-phonon coupling. According to McMILLAN'S semi-empirical considerations, one should obtain

$$\tau_M = \frac{\partial \ln \lambda_M}{\partial \ln V} = 2 \gamma_G. \quad (3)$$

SEIDEN [7], however, has modified McMILLAN's expression for λ somewhat by considering the effects of a real lattice spectrum as opposed to the Jellium model, and obtains

$$\tau_s = \frac{\partial \ln \lambda_s}{\partial \ln V} = 2 \gamma_G - \frac{4}{3}. \quad (4)$$

There exists an additional treatment of electron-phonon coupling by BARYAKHTAR and MAKAROV [9], which has also been used by FRÖHLICH and MITRA [10], who find a volume dependence that is given by

$$\tau_{BM} = \frac{\partial \ln \lambda_{BM}}{\partial \ln V} = 2 \gamma_G - \gamma_N - \frac{2}{3} \quad (5)$$

where $\gamma_N = (\partial \ln N_0 / \partial \ln V)$ and N_0 is the electronic density of states at the Fermi surface. Unfortunately, γ_N has neither been calculated nor measured directly for any superconductors although it has a free electron value of 2/3. Thus in this approximation $\tau_s = \tau_{BM}$. We prefer, however, to take a more empirical approach. Using the expression given by MIGDAL [11] for the electronic specific heat coefficient one obtains for the electronic Grüneisen parameter

$$\gamma_e = \frac{\partial \ln \gamma}{\partial \ln V} = \gamma_N + \frac{\lambda}{(1+\lambda)} \frac{\partial \ln \lambda}{\partial \ln V}. \quad (6)$$

Substituting into (5) gives the result

$$\frac{\partial \ln \lambda}{\partial \ln V} = (1 + \lambda) \left((2 \gamma_G - \gamma_e - \frac{2}{3}) \right) \quad (7)$$

with all parameters in the expression now experimentally accessible. Integrating this expression with respect to volume one obtains

$$\lambda(V) = \frac{\lambda_0}{(1 + \lambda_0)} \frac{(V/V_0)^\sigma}{[1 - (\lambda_0/(1 + \lambda_0)) (V/V_0)^\sigma]} \quad (8)$$

where λ_0 and V_0 are the zero pressure values of the respective quantities λ and V ; and $\sigma = 2 \gamma_G - \gamma_e - 2/3$. The quenching of superconductivity is thus seen to occur when

$$\lambda(V) = \frac{\mu^*}{(1 - 0.62 \mu^*)}. \quad (9)$$

We have fitted the data for several elements allowing γ_G to be adjustable over a small range around its room temperature value, and using μ^* values calculated by SEIDEN [7]. Generally, the curves have a linear dependence for small values of the volume compression in agreement with most experimental data. At higher values of the compression the critical temperature function deviates considerably from linearity and goes to zero almost exponentially. At the present time, there are no data in the non-linear region of the curve so that a test of the theory will have to await further experimental work. The results of the fit to existing data are given in the Table.

It should also be pointed out that by using the results of this treatment, one can predict the volume dependence of the isotope effect, $\xi = 1 - 2 \alpha$, where α is determined from $T_c \propto M^{-\alpha}$. This is given by

$$\frac{\partial \ln \xi}{\partial \ln V} = -2 \varphi(V) - \frac{0.38 \lambda(V)}{[1 + 0.62 \lambda(V)]} \sigma, \quad (10)$$

Table

Element	γ_G , fitted	γ_G , exp. ¹⁾	$(-\Delta V/V_0)_{\text{crit}}$
Al	2.30	2.18	0.362
Cd	2.09	2.30	0.318
In	2.67	2.48	0.556
Pb	2.29	2.84	0.656
Sn	2.37	2.27	0.485
Zn	1.99	2.05	0.375

¹⁾ See [12].

where $\lambda(V)$ is given in (8) and $\varphi(V)$ is obtained by substituting (7) and (8) into (2). Thus, for example, at a 15% ($p = 120$ katm) volume compression on cadmium, ξ will have decreased by a factor 2.3.

The authors wish to thank the Schweizerischer Nationalfonds and the US National Science Foundation for supporting this work. We are also grateful to P. SEIDEN for sending a copy of his work prior to publication.

References

- [1] J. L. OLSEN and H. ROHRER, Helv. phys. Acta 33, 872 (1960).
- [2] M. LEVY and J. L. OLSEN, Solid State Comm. 2, 137 (1964).
- [3] N. B. BRANDT and N. I. GINZBURG, Uspekhi Akad. Nauk 85, 485 (1965); Sov. Phys. Uspekhi 8, 202 (1965).
- [4] T. F. SMITH and C. W. CHU, Phys. Rev. 159, 353 (1967).
- [5] P. MOREL and P. W. ANDERSON, Phys. Rev. 125, 1263 (1962).
- [6] W. L. McMILLAN, Phys. Rev. 157, 331 (1968).
- [7] P. E. SEIDEN, Phys. Rev., to be published.
- [8] R. I. BOUGHTON, J. L. OLSEN and C. PALMY, "Pressure Effects in Superconductors", *Progress in Low Temperature Physics*, vol. VI, ed. C. J. Gorter (North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1969).
- [9] V. G. BARYAKHTAR and V. I. MAKAROV, Zh. Exp. i Teor. Fiz. 49, 1934 (1965); Sov. Physics JETP 22, 1320 (1966).
- [10] H. FRÖHLICH and T. K. MITRA, Proc. Phys. Soc. 1, 544 (1968).
- [11] A. B. MIGDAL, Zh. Exp. i Teor. Fiz. 34, 1438 (1958); Sov. Phys. JETP 7, 996 (1958).
- [12] K. A. GSCHNEIDER, *Solid State Physics*, vol. 16, ed. F. Seitz and D. Turnbull (Acad. Press 1964).

Supraconductivité et chaleur spécifique d'alliages basés sur Ti_3Sb

par A. JUNOD, P. SPITZLI et J. MULLER

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

Les séries de pseudo-binaires $(Ti_{1-x}Nb_x)_3Sb$ et $(Ti_{1-x}V_x)_3Sb$ forment d'après nos mesures des solutions solides dans la phase A15. Nous avons observé un maximum relatif de température de transition dans l'alliage $TiNb_2Sb$, toutefois la densité d'états électroniques à la surface de Fermi (mesurée par chaleur spécifique) décroît régulièrement depuis la valeur du Ti_3Sb dans ce système.

Covalency and hyperfine structure constant A of iron group impurities in crystals

by E. SIMANEK and K. A. MÜLLER

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon)

The covalent reduction of the hyperfine splitting A of Mn^{2+} and other transition metal impurities in crystals is interpreted as resulting from the exchange polarization of the bonding orbitals containing 4s-admixture of the impurity. The calculated unpaired spin density responsible for the reduction of A is composed of two contributions. The first one results from the ligand \rightarrow 4s transfer of the up-spin electron overcompensating the transfer of the down-spin electron. The second contribution is due to the difference between the 4s-radial wave function of up and down-spin electrons. The latter effect is shown to be a dominating one on both the theoretical and experimental grounds. The theory is applied to discuss the relationship of A versus covalency for 3d transition metal ions in various hosts. It is concluded that in covalent crystals the 4s-bonding of the impurity dominates over the 3d-bonding.

On leave from the Institute of Physics, Czechoslovak Academy of Sciences, Prague, Czechoslovakia.

Supraleitfähigkeit im Legierungssystem Thorium-Erbium

von K. ANDRES

(Inst. für Festkörperphysik der ETH)

und E. BUCHER

(Bell Telephone Laboratories, Murray Hill, USA)

Die indirekte Austauschwechselwirkung zwischen Ionen seltener Erden, welche in Thorium-Metall gelöst sind, ist erstaunlich gering. So ordnen 10 Atomprozent Erbium in Thorium bei 1,1 °K antiferromagnetisch. Da reines Thorium bei 1,4 °K supraleitend ist, ergibt sich theoretisch die Möglichkeit der Koexistenz von Supraleitung und Antiferromagnetismus in einer Th-Er-Legierung. Messungen der Suszeptibilität solcher Legierungen bis zu .015 °K zeigen jedoch, dass Supraleitung und Antiferromagnetismus nicht koexistieren. Sowohl die Sprungtemperatur T_c als auch die Néeltemperatur T_n extrapolieren bei derselben Er-Konzentration (6%) nach Null. Eine erwartete Anomalie in der Sprungtemperatur als Funktion der Er-Konzentration in der Nähe von 6% ist nicht vorhanden.

Spezifische Elektronenwärme von GaII

von C. PALMY und R. FLACH

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Auf Grund von Untersuchungen von BRIDGMAN [1] verwandelt sich das orthorhombische GaI bei einem äusseren Druck von 20000 at und einer Temperatur von

200°K in eine tetragonale Phase GaII. Diese GaII-Phase ist ein Supraleiter mit einer kritischen Sprungtemperatur von ca. 7°K. Diese Eigenschaft wurde von BUCKEL und GEY [2] durch die Messung des elektrischen Widerstandes unter Druck nachgewiesen. Wir haben nun unsererseits die kritische Feldkurve von GaII bei ca. 23000 at gemessen. Damit können die wichtigsten thermodynamischen Grössen bestimmt werden. Für den Koeffizienten γ der spezifischen Elektronenwärme ergibt sich in GaII ein etwa dreimal so grosser Wert wie für GaI.

Literatur

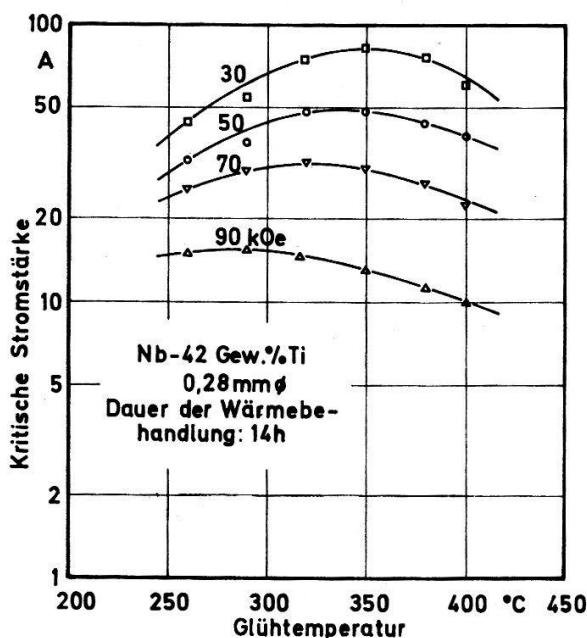
- [1] P. W. BRIDGMAN, Phys. Rev. 48, 893 (1935).
- [2] W. BUCKEL und W. GEY, Z. Phys. 176, 336 (1963).

Der Einfluss von Glühungen auf die kritische Stromdichte von NbTi-Supraleiterdrähten

von GUNDOLF MEYER

(Maschinenfabrik Oerlikon, Zürich-Oerlikon)

Im System NbTi lässt sich die Wirkung von Ausscheidungen auf die kritische Stromdichte von der einer reinen Kaltverformung getrennt untersuchen. Während in stark kaltverformten Drähten die Stromdichte in einem transversalen Magnetfeld von 30–90 kOe konstant bei $1 \cdot 10^4$ A/cm² liegt, erreicht sie in optimal geglühten Drähten bei einem Feld von 50 kOe mit über 10^5 A/cm² wesentlich höhere Werte. Die Figur zeigt die kritische Stromstärke stark kaltverformter und am Enddurchmesser geglühter NbTi-Drähte von 0,28 mm Durchmesser als Funktion der Glühtemperatur mit der Feldstärke als Parameter. Das Maximum der kritischen Stromstärke wird mit abnehmender Feldstärke zu höheren Glühtemperaturen verschoben.



Kritische Stromstärken von NbTi-Drähten als Funktion der Glühtemperatur mit der Stärke eines magnetischen Transversalfeldes als Parameter.

Die optimale Stromdichte wird dann erreicht, wenn die Ausscheidungen, die im Fall des NbTi aus der bei 4,2°K nicht supraleitenden α -Ti-Phase bestehen, etwa die Grösse des normalleitenden Kerns der magnetischen Flusslinien aufweisen und wenn ihr Abstand etwa dem Abstand der Flusslinien entspricht [1]. In diesem Fall ist die Abnahme der freien Energie im Verhältnis zum Ausscheidungsvolumen am grössten. Beim NbTi beträgt der Kerndurchmesser ca. 100 Å und der Kernabstand bei 50 kOe ca. 200 Å. Für eine optimale Stromdichte müssen also im NbTi Ausscheidungen in der Grösse und Zahl gebildet werden, die diesen Bedingungen entsprechen, wobei der Abstand der Flusslinien mit abnehmender Feldstärke steigt. Daher müssen bei niedrigeren Feldstärken die Ausscheidungen im Mittel grösser sein, was durch die höhere Glühtemperatur erreicht wurde.

Das Flussliniengitter ist im Feldbereich zwischen 20 und 90 kOe bereits ziemlich starr. Eine optimale Stromdichte wäre nur zu erreichen, wenn auch die Ausscheidungen im Leiter regelmässig angeordnet wären. Das ist sicher nicht der Fall. Die Subbänder haben in den untersuchten Proben eine mittlere Breite von 700 Å. Die Ausscheidungen bilden sich dabei bevorzugt an den Grenzflächen der Subbänder [2].

Eine weitere Verbesserung der kritischen Stromdichte lässt sich erreichen, wenn nach der Ausscheidungsglühung noch eine Kaltverformung vorgenommen wird, wodurch die Ausscheidungen eine Längsstreckung erhalten. Dadurch dürfte die Wahrscheinlichkeit, dass eine Flusslinie die Ausscheidung durchsetzt, heraufgesetzt werden. Ein anderes Mittel zur Erhöhung der Stromdichte ist die abwechselnde Folge von Glühungen und Kaltverformungen während des Ziehprozesses. Es wird vermutet, dass dadurch ein besonders feines und homogenes Ausscheidungsgefüge erzeugt wird.

Die zusätzliche Erhöhung der Stromdichte durch die abschliessende Kaltverformung liegt bei 30%, die Erhöhung durch eine Folge von Zwischenglühungen und Kaltverformungen bei 50%. Mit diesen Mitteln können Absolutwerte an Drähten von 0,25 mm Durchmesser von 1800 A/mm² und mehr bei einem Feld von 50 kOe erreicht werden.

Die Untersuchung erfolgte im Rahmen einer Gemeinschaftsarbeit mit den Firmen Métaux Précieux S.A., Neuchâtel und Metallwerke AG, Dornach.

Ich danke den Firmen für die Erlaubnis der Publikation.

Literatur

- [1] J. D. LIVINGSTON, and H. W. SCHADLER: *Prog. Mat. Sci.* **12**, 211 (1964).
- [2] I. PFEIFFER und H. HILLMANN: *Acta Metallurgica* **16**, 1429 (1968).

Higher order Correction to the Static Dielectric Screening Function

by S. STRÄSSLER

(Brown Boveri Research Center, Baden)

The LINHARD [1] approximation (RPA) for the frequency and wavenumber dependent dielectric function $\omega(q, \omega)$ provides a good description of many properties of the degenerate electron gas. However, there has been much effort expended toward obtaining the dielectric function in approximations beyond the RPA. Recently

KLEINMANN [2] obtained the dielectric function including exchange self-energy and exchange ladder bubble diagrams approximately for all values of wave vector q and frequency ω . Not much has been done to make these calculations selfconsistent. In the present work we investigate the effect of selfconsistency in the limit $\omega = 0$, $q \rightarrow 0$.

References

- [1] J. LINHARD, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. FiP. Medd. 28, 8 (1954).
- [2] L. KLEINMAN, Phys. Rev. 172, 383 (1968).

Elektronische Bandstruktur und Zustandsdichte flüssiger Metalle

von E. STOLL, N. SZABO und T. SCHNEIDER

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung EIR, Würenlingen)

Die elektronische Bandstruktur und Zustandsdichte einfacher flüssiger Metalle wird erstmals auf der Grundlage eines nichtlokalen und energie-abhängigen Pseudopotentials diskutiert. Als Beispiel behandeln wir Lithium. Sowohl die Bandstruktur als auch die Zustandsdichte zeigen beträchtliche Abweichungen vom Modell freier Elektronen. Diese Abweichungen ermöglichen ein besseres Verständnis der Pauli-Suszeptibilität und der Bandbreite. Zudem wird ein anomaler Verlauf der Zustandsdichte in der Umgebung der Fermi-Energie vorhergesagt.

Anisotropieeffekte bei der akustoelektrischen Wechselwirkung in piezoelektrischen Halbleitern

von R. KLEIN

(Laboratories RCA Ltd., 8005 Zürich)

Die ersten Beobachtungen der Stromsättigung und von Stromoszillationen in CdS durch SMITH [1] zeigten ein starkes Anwachsen des akustischen Flusses im Kristall, wenn die Driftgeschwindigkeit v_d der Ladungsträger die Schallgeschwindigkeit v_s überschreitet. In jüngster Zeit sind die Untersuchungen über das Anwachsen des akustischen Flusses und über die Bildung akustischer Domänen insbesondere durch Lichtstreuexperimente weitgehend verfeinert worden [2, 3, 4]. Dabei zeigt sich die Notwendigkeit, die lineare, eindimensionale Theorie von WHITE [5] auszudehnen, um auch die Verstärkung von Schrägwellen zu erfassen. Dieser Effekt ist besonders wichtig, wenn das statische elektrische Feld $E^{(0)}$ so gerichtet ist, dass akustische Transversalwellen gleicher Richtung piezoelektrisch inaktiv sind. Im Fall von CdS und ZnO ist dies die Richtung der c -Achse. Obwohl in dieser Richtung longitudinale Phononen piezoelektrisch an die Elektronen gekoppelt sind, wählt das System die Verstärkung quasitransversaler Wellen, die einen endlichen Winkel φ mit der c -Achse bilden.

Die Grundgleichungen zur Beschreibung des anisotropen piezoelektrischen Halbleiters erhält man durch Erweiterung der von White benutzten Relationen. Daraus

lassen sich die Bewegungsgleichungen für das elastische Verschiebungsfeld herleiten. Die Säkulardeterminante liefert dann die Dispersionsrelation $\omega = \omega(\mathbf{k})$:

$$\left| \varrho \left(\frac{\omega}{k} \right)^2 \delta_{ik} - \hat{k}_j \hat{k}_l c'_{ijkl} \right| = 0. \quad (1)$$

Hier ist ϱ die Dichte des Kristalls, \hat{k}_j ($j = 1, 2, 3$) der Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung der akustischen Welle und c'_{ijkl} sind die «piezoelektrisch versteiften» elastischen Konstanten

$$c'_{ijkl} = c_{ijkl} + \frac{1}{g(E^{(0)})} \hat{k}_m \hat{k}_p e_{mij} e_{pkl}. \quad (2)$$

Der piezoelektrische Tensor ist mit e_{mij} bezeichnet. Ferner ist

$$g(E^{(0)}) = \hat{k}_i \hat{k}_j \varepsilon_{ij} \left\{ 1 + \frac{i}{\omega} \frac{\hat{k}_m \hat{k}_n \sigma_{mn}}{\hat{k}_p \hat{k}_q \varepsilon_{pq}} \frac{1}{1 + f(k/\omega) \mu_{ij} E_j^{(0)} \hat{k}_i + i f \omega (k/\omega)^2 D_{ij} \hat{k}_i \hat{k}_j} \right\}. \quad (3)$$

ε_{ij} ist der Dielektrizitätstensor, σ_{ij} der Leitfähigkeitstensor, D_{ij} Diffusionstensor und f der Trappingfaktor. Die Dämpfung (oder Verstärkung) berechnet sich aus Gl. (1) als

$$\alpha_{L, T_1, T_2} = \omega \operatorname{Im} \left[\left(\frac{\omega^2}{k^2} \right)_{L, T_1, T_2} \right]^{-1/2}, \quad (4)$$

wobei L, T_1, T_2 die Wellentypen bezeichnet, die in eine feste Richtung propagieren.

Die Gl. (1)–(4) gelten für allgemeine Kristallsymmetrien im Rahmen der linearen Theorie. Anwendungen auf CdS mit $E^{(0)}$ parallel zur c -Achse [6] und auf GaAs mit $E^{(0)}$ längs einer [111]-Richtung [7] zeigen in beiden Fällen Verstärkung von Schrägwellen. Die Verstärkung von Schrägwellen ist aber auch dann möglich, wenn $E^{(0)}$ eine Richtung hat, in der die Ladungsträger piezoelektrisch aktiv gekoppelt sind, aber die elektromechanische Kopplung in benachbarten Richtungen hinreichend gross ist. Dies ist z. B. der Fall für CdS, wenn $E^{(0)}$ einen Winkel von 45° zur c -Achse hat und solche T_2 -Wellen am meisten verstärkt werden, die nur einen Winkel von etwa 32° mit der c -Achse bilden.

Eine Methode zur Prüfung dieser detaillierten Aussagen über die Anisotropie der Dämpfung (und Verstärkung) akustischer Wellen besteht in der Brillouin-Streuung. Bei Abwesenheit von $E^{(0)}$ ist die Intensität der Stokes-Komponente proportional zu $N_{\mathbf{k}}^0 + 1$, die der Anti-Stokes-Komponente proportional zu $N_{\mathbf{k}}^0$, der Bose-Einstein-Verteilung des an der Streuung beteiligten Phonons \mathbf{k} . Ist nun \mathbf{k} ein Phonon, das akustoelektrisch beeinflusst wird, so ist $N_{\mathbf{k}}^0$ durch $N_{\mathbf{k}} = N_{\mathbf{k}}^0 + \delta n_{\mathbf{k}}$ zu ersetzen, wobei $\delta n_{\mathbf{k}}$ aus einer Phonon-Boltzmann-Gleichung zu bestimmen ist:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{\mathbf{k}}}{\partial t} &= \frac{\partial N_{\mathbf{k}}}{\partial t} \Big|_{\text{Elektron-Phonon}} + \frac{\partial N_{\mathbf{k}}}{\partial t} \Big|_{\text{Phonon-Phonon}} \\ &= -\alpha_{\mathbf{k}} N_{\mathbf{k}} + \frac{\alpha_{\mathbf{k}}}{\gamma_{\mathbf{k}}} N_{\mathbf{k}}^0 - \frac{N_{\mathbf{k}} - N_{\mathbf{k}}^0}{\tau_{\mathbf{k}}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Hier ist $\gamma_{\mathbf{k}} = 1 - (v_d/v_s) \cos\varphi$ und $\tau_{\mathbf{k}}$ die Relaxationszeit langwelliger Phononen auf Grund von Phonon-Phonon-Wechselwirkungen. Die Lösung von (5) für $\delta n_{\mathbf{k}}$ beschreibt die Intensitätsänderungen von Stokes- und Anti-Stokes-Komponenten. Werden die Phononen \mathbf{k} akustisch verstärkt, so erleiden die Phononen $-\mathbf{k}$ eine zusätzliche Dämpfung, so dass die beiden Brillouin-Komponenten stark asymmetrisch werden. Die Phonon-Phonon-Stöße $\tau_{\mathbf{k}}$ sind jedoch praktisch isotrop, so dass die Stokes-Kompo-

nente stärker anwächst als die Anti-Stokes-Komponente abnimmt. Aus dieser Tatsache sollten sich die akustoelektrische Dämpfung α_k und die Phonon-Phonon-Relaxationszeit τ_k unabhängig als Funktion von k bestimmen lassen.

Literatur

- [1] R. W. SMITH, Phys. Rev. Letters 9, 87 (1962).
- [2] W. WETTLING, M. BRUUN, Phys. Letters 27A, 123 (1968).
- [3] J. ZUCKER, S. ZEMON, Appl. Phys. Letters 9, 398 (1966).
- [4] A. R. MOORE, Appl. Phys. Letters 13, 1261 (1968).
- [5] D. L. WHITE, J. Appl. Phys. 33, 2547 (1962).
- [6] R. KLEIN, Phys. Letters 28A, 428 (1968).
- [7] R. KLEIN, Solid State Com., to be published.

Änderung der Rumpfzustände und Eigenwerte des metallischen Lithiums gegenüber dem freien Atom

von T. SCHNEIDER und E. STOLL

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung EIR, Würenlingen)

Die Anwendung des Pseudopotential-Formalismus von PHILLIPS und KLEINMANN erfordert eine genaue Kenntnis der Core-Eigenfunktionen und Eigenwerte. Indem sich diese Größen gegenüber dem freien Ion oder Atom ändern, sind sie nicht genau bekannt. Diese Unsicherheit lässt sich vermeiden, wenn die Core-Eigenfunktionen und Eigenwerte durch Anpassung an geeignete Festkörpereigenschaften bestimmt werden. Hier werden die Phononenfrequenzen verwendet. Auf dieser Grundlage diskutieren wir die Änderung der Rumpfzustände und Eigenwerte des metallischen Lithiums gegenüber dem freien Atom.

Die optischen Konstanten flüssiger Amalgame

von J. GUGGENHEIM

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

In zwei früheren Mitteilungen [1, 2] wurde die Apparatur zur Messung optischer Konstanten an flüssigen Metallen beschrieben und über Ergebnisse an Quecksilber und an Indium-Amalgamen berichtet. Auch die Messungen an Amalgamen mit Sn (bis 1 At%), Bi (1,35), Cd (9) und Zn (5,2) zeigen grosse Abweichungen von der NFE-Theorie (Drude). Durch Anpassung der Parameter können die Messresultate mit den Formeln von N. V. SMITH [3] oder von T. E. FABER [4] verglichen werden. Die Parameter nach SMITH zeigen gewisse systematische Variationen mit Wertigkeit, Atomgewicht und Ionenradius.

Literatur

- [1] G. BUSCH und J. GUGGENHEIM, Helv. phys. Acta 41, 401 (1968).
- [2] G. BUSCH und J. GUGGENHEIM, Helv. phys. Acta 41, 1301 (1968).
- [3] N. V. SMITH, Phys. Letters 26A, 126 (1968).
- [4] T. E. FABER, Adv. in Physics 15, 547 (1966).

Raman- und Infrarot-aktive Gitterschwingungen von Schichtkristallen mit NaCrS₂-Struktur

von P. BRÜESCH und C. SCHÜLER

(Brown-Boveri, Forschungszentrum, 5401 Baden)

Von einigen Einkristallen mit NaCrS₂-Struktur wurden die Ramanspektren im polarisierten Licht gemessen. Die Intensitäten der Ramanlinien zeigen zum Teil ein anomales Verhalten. Die infrarot-aktiven Gitterschwingungen wurden an pulverförmigen Proben gemessen. Die Spektren werden mit Hilfe eines einfachen Zentralkraftmodells berechnet, das Abstossungskräfte zwischen den nächsten Nachbarionen berücksichtigt. Bei den infrarot-aktiven Gitterschwingungen muss zusätzlich der Dipol-Dipol-Wechselwirkung Rechnung getragen werden.

Messungen der Mikrodynamik einfacher Flüssigkeiten mit einer zeitlichen Auflösung von 10⁻¹⁴ sec

von B. KELLER, P. EBERSOLD und F. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die Richtungs-Autokorrelationsfunktionen des Dipolmomentes zweiatomiger dipolarer Moleküle (HCl, DC_l usw.) in flüssigen Tetrachloriden (CCl₄, SiCl₄... SnCl₄) wurde durch Fouriertransformation der entsprechenden Vibrations-Rotationsspektren gewonnen. Obwohl eine detaillierte Interpretation der Korrelationsfunktionen dieser Sondenmoleküle noch schwierig ist, lassen sich qualitative Zusammenhänge mit den Molekülpараметern zeigen. Vermutungen betreffend der Dimerisierung von TCl₄ und SiCl₄ auf Grund andersartiger Experimente lassen sich bestätigen. Bei verschiedenen Temperaturen zeigen die Korrelationsfunktionen das erwartete Verhalten. Die Größenordnung der mittleren quadratischen Drehmomente konnte bestimmt werden.

Ein ausführlicher Text wird demnächst publiziert.

Die Vibrationsstruktur im ultravioletten Absorptions-Spektrum des CO-Kristalls

von G. ZUMOFEN und K. DRESSLER

(Laboratorium für physikalische Chemie ETH, Zürich)

Der dipol-erlaubte Elektronenübergang des CO-Moleküls bei 1500 Å ($A^1\Pi - X^1\Sigma$) zeigt in der kondensierten Phase eine elektronische Aufspaltung vom Davydov-Typ [1-3] und eine gegenüber der Gasphase systematisch gestörte Vibrationsstruktur. Wir haben die von FOX und HEXTON [4] formulierte Theorie der elektronischen Aufspaltung erweitert für den Fall eines Spektrums mit Vibrationsstruktur und haben sie unter voller Berücksichtigung der Kristallformabhängigkeit der Dipolsummen angewandt. Die Resultate stimmen nur sehr angenähert mit den beobachteten Auf-

spaltungen der einzelnen Vibrationsbanden überein, und die Theorie für den perfekt geordneten Kristall (Faktorgruppe T) liefert nicht einmal das richtige Vorzeichen der für die Vibrationsstruktur massgebenden Diagonalelemente.

Momentan untersuchen wir den Einfluss der bekannterweise ungeordneten Orientierung der CO-Dipole im Kristall [5] sowie eventuell der Entkopplung von Elektronen- und Vibrationsanregung.

Literatur

- [1] K. DRESSLER, J. Quant. Spectry. Rad. Transf. 2, 683 (1962).
- [2] M. BRITH und O. SCHNEPP, Mol. Phys. 9, 473 (1965).
- [3] J. Y. RONCIN, Thèse, Faculté des Sciences de Paris, 1967.
- [4] D. FOX und R. M. HEXTOR, J. Chem. Phys. 41, 1125 (1964).
- [5] J. C. BURFORD und G. M. GRAHAM, Can. J. Phys. 47, 23 (1969).

Anomalie dans l'effet électro-optique du GaSe¹⁾

par J.-A. DÉVERIN

(Institut Battelle, 7 route de Drize, 1227 Carouge-Genève)

Un effet électro-optique a été observé en réflexion dans le semi-conducteur en couches GaSe, avec un champ électrique appliqué normalement aux couches, dans le voisinage du seuil de transition fondamentale. Le signal est formé de la superposition de deux contributions: la première est principalement un effet d'électro-absorption qui a lieu au début du front d'absorption (2,09 eV) et la seconde est d'origine excitonique et est un effet d'électroréflexion. La première partie, appelé normale, dépend de la valeur absolue du champ. Le signal excitonique est appelé anormal car il dépend du champ vectoriel; il change de signe lorsque la polarité est inversée. Ce comportement a été observé pour les deux polarisations de la lumière $E \perp c$ et $E \parallel c$. Les énergies observées correspondent parfaitement avec celles obtenues en transmission.

Cette communication sera publiée ultérieurement.

¹⁾ Mesures effectuées à Cyanamid European Research Institute, 1223 Cologny-Genève.

Ferroelektrische 180°-Kopf-Kopf-Domänen in Ni-Boraciten

von A. ZIMMERMANN, H. SCHMID und W. BOLLMANN

(Battelle Institute, Advanced Studies Center, Geneva)

Elektronendiffraktogramme von Ni-Cl-Boracit-Proben ($\text{Ni}_3\text{B}_7\text{O}_{13}\text{Cl}$) in der orthorhombischen Phase weisen auf ferroelektrische antiparallele Kopf-Kopf-Domänen hin ($P_s \parallel [001]$, (001)-Wände). Gleiche Domänenkonfiguration konnte polarisationsoptisch an Ni-Cl-Boracit und Ni-Br-Boracit nachgewiesen werden. Die Domänen bilden sich makroskopisch nur an der natürlichen Oberfläche und dringen bis in eine bestimmte Schichttiefe in den Kristall ein. Das Verhalten der Oberflächenschicht lässt sich phänomenologisch durch einen Gradienten des inneren elektrischen Vorspannungsfeldes erklären.

Théorie continue des dislocations et rhéologie

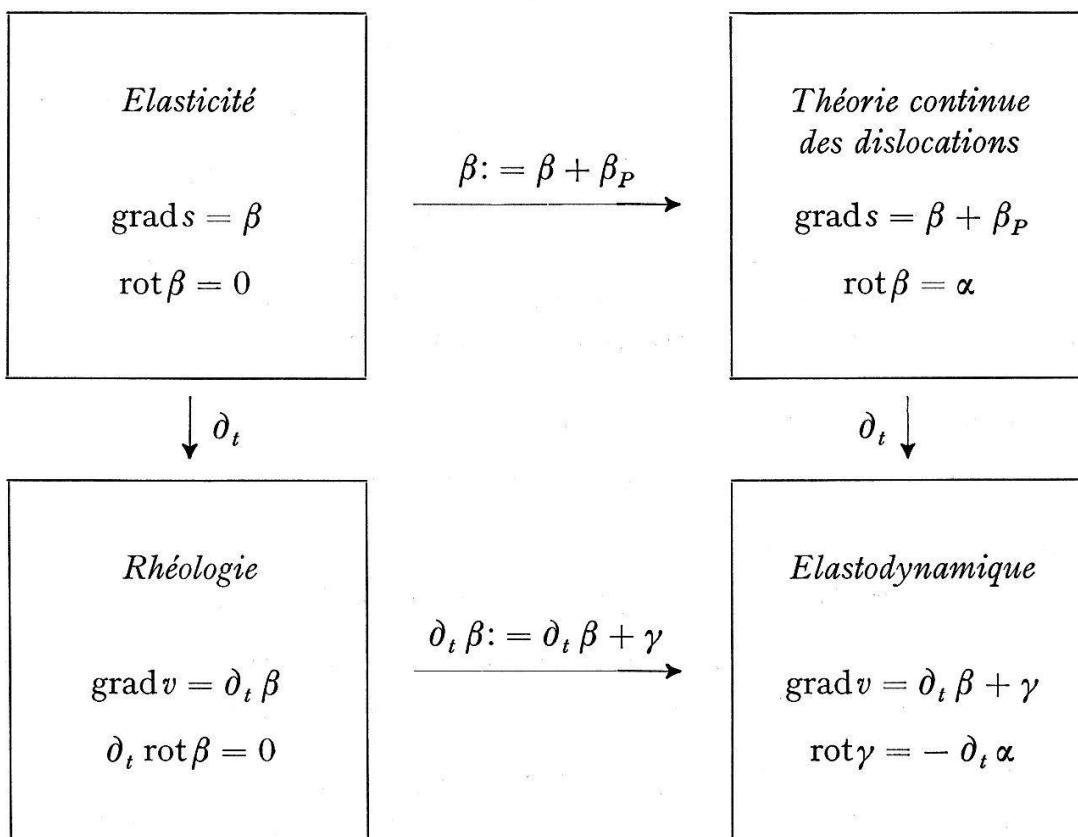
par D. BOVET

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

La théorie continue des dislocations [1] étend la théorie classique de l'élasticité en distinguant dans la déformation *globale* une partie *élastique* et une partie *plastique*. D'autre part, la rhéologie permet de généraliser la loi de Hooke par une relation fonctionnelle entre la contrainte et la déformation, en ayant égard à l'évolution temporelle des phénomènes.

On peut reprocher à la théorie continue des dislocations de définir la déformation plastique au moyen d'opérations idéales de découpage et de recollage, qui ne laissent pas d'embarrasser celui qui cherche à les retrouver dans les faits naturels. Quant à la déformation rhéologique, ce n'est pas une grandeur d'état thermodynamique.

Mais les deux théories se corrigent l'une par l'autre, et leur synthèse donne une formulation que l'on pourrait appeler *élastodynamique*, pour marquer son analogie parfaite avec l'électromagnétisme. Soit s l'elongation, β la *distorsion* [1]¹⁾, et v la vitesse; la relation logique entre les quatre théories que nous avons mentionnées se résume par le diagramme suivant:



Dans les équations de droite, le symbole β est réservé à la partie élastique de la distorsion, β_P désignant la distorsion plastique, et γ , ce qu'on peut appeler le *fluage*; β n'étant plus un gradient, son rotationnel n'est plus généralement nul, mais égal à la *densité de dislocation*, α .

¹⁾ La distorsion est la somme de la *déformation* ε et de la *rotation* ω : $\beta = \varepsilon + \omega$.

La formulation élastodynamique est, croyons-nous, celle qui se prête le mieux aux considérations thermodynamiques. τ désignant le tenseur des contraintes, ϱ la densité de masse, et f la densité de force appliquée, le bilan de l'énergie s'exprime par l'équation :

$$\tau \cdot \partial_t \beta + v \cdot \partial_t (\varrho v) - \operatorname{div} (v \cdot \tau) = f \cdot v - \tau \cdot \gamma.$$

Si l'on convient de se servir du terme $\tau \cdot \gamma$ pour représenter la densité de puissance dissipée, le fluage sera le cofacteur de la contrainte dans cette expression; et cette convention est la base d'une définition phénoménologique de γ .

On trouvera dans l'analogie électromagnétique une autre justification de la formulation élastodynamique; en effet les équations

$$\operatorname{grad} v = \partial_t \beta + \gamma, \quad \operatorname{rot} \gamma = - \partial_t \alpha,$$

sont les analogues des équations

$$\operatorname{rot} H = \partial_t D + j, \quad \operatorname{div} j = - \partial_t \varrho.$$

Chacun sait que le terme $\partial_t D$ peut être englobé dans j , sous le nom de *courant de déplacement*; alors le courant *total* est un rotationnel, dont la divergence est nulle, et il n'y a plus de charges électriques. Ce point de vue est, si l'on veut, le fondement de la notion d'impédance complexe, il convient donc à l'électrotechnique; mais il est incompatible avec une formulation générale de l'électromagnétisme.

De même, la déformation rhéologique, qui englobe une partie élastique avec une partie plastique, est suffisante si l'on se propose de déterminer un champ de vitesse à partir d'un champ de forces appliquées en supposant des relations phénoménologiques linéaires entre la contrainte et la déformation. Mais on s'interdit alors une analyse plus générale, et l'on passe à côté de la notion de dislocation.

Bibliographie

- [1] E. KRÖNER, Kontinuumstheorie der Versetzungen und Eigenspannungen (Springer, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1958).

Polarisation-optical Studies of the Polymorphism of the Ferroelectric Phases of Zn-Cl-, Co-Co-, Fe-Cl- and Fe-Br- Boracite¹⁾

by H. SCHMID and G. KLEGL

(Battelle Institute, Geneva Research Centre, Switzerland)

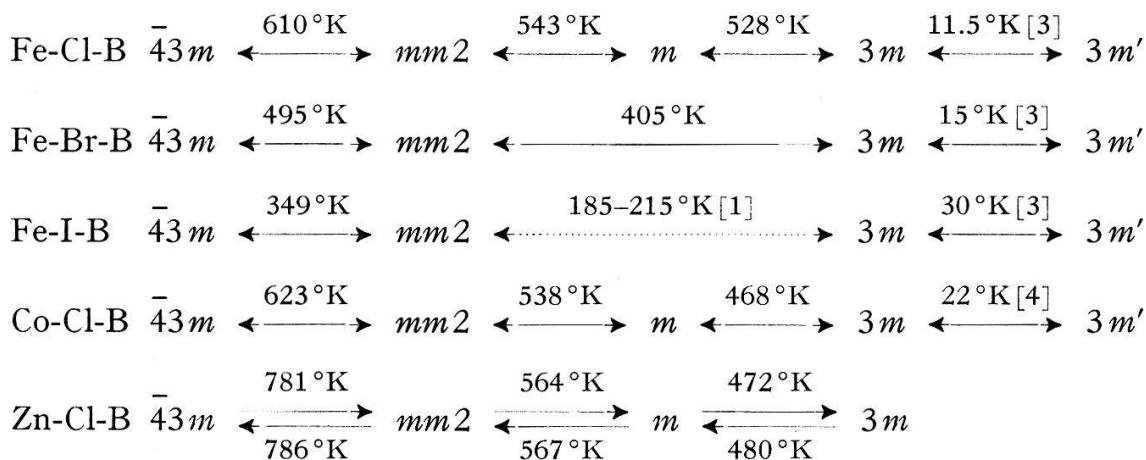
and J. KOBAYASHI

(Waseda University, Tokyo, Japan)

The birefringence in the indicatrix' principal sections of the polymorphic ferroelectric phases of Zn-Cl-, Co-Cl-, Fe-Cl- and Fe-Br- boracites has been measured between room temperature and the cubic-orthorhombic transition temperature. Contributions of the spontaneous linear and quadratic electro-optic effect to the spon-

¹⁾ A full account will be published elsewhere.

taneous birefringence are discussed. A new phase was found to occur in the Co-Cl⁻, Fe-Cl⁻ and Zn-Cl⁻ boracites, intermediate between the *mm2* and *3m* phase; the observed relevant twinning law (composition plane perpendicular to the original *mm2* polar direction, i.e. loss of the twofold axis) is in favour of the monoclinic point group *m*. Combining the data of the present study and of previous work [1] [2] [3], the authors summarize, for those boracites that are characterized by a *3m* phase, the following phase sequences and transition temperatures:



If not otherwise indicated, thermal hysteresis ranged between 0.1 and 1 degree. It is noteworthy that the ferromagnetic phase has most probably the ferromagnetic-electric point group *3m'* [4].

References

- [1] H. SCHMID and J. M. TROOSTER, Solid State Comm. 5, 31 (1967).
- [2] J. KOBAYASHI, H. SCHMID and E. ASCHER, Phys. Stat. Sol. 26, 277 (1968).
- [3] G. QUÉZEL et H. SCHMID, Solid State Comm. 6, 447 (1968).
- [4] H. SCHMID, to appear.

Die Wärmeleitfähigkeit einer Korngrenze in Silizium

von C. FRÖHLICH

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in «Physik der kondensierten Materie».

Correlation Functions and Local Fields in Dielectrics

by F. KNEUBÜHL and B. KELLER

(Solid State Physics Laboratory, Swiss Federal Institute of Technology,
Zürich, Switzerland)

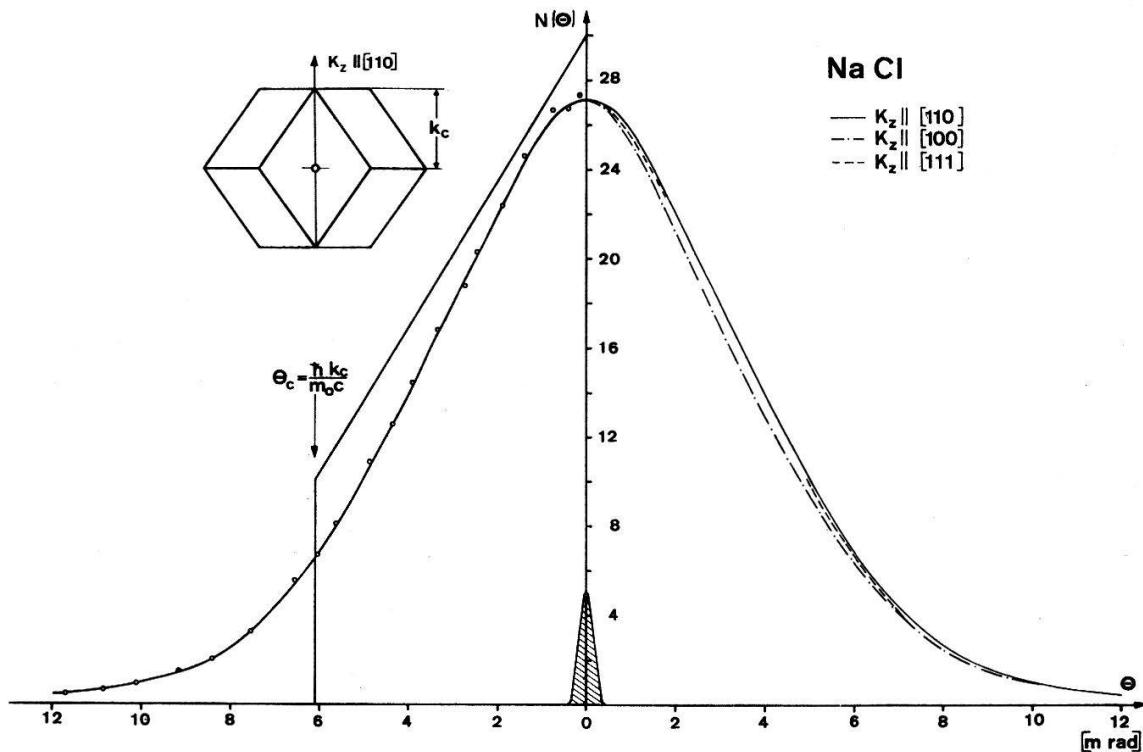
Wird anderweitig publiziert.

Positronenannihilation in orientierten NaCl-Kristallen

von D. HERLACH und F. HEINRICH

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Über die Positronenannihilation in Alkalihalogeniden wird bereits in einer ganzen Reihe von Arbeiten [1] berichtet. Der Einfluss der Kristallorientierung auf die Winkelkoeffizienten wurde jedoch bisher nur von ROZENFELD et al. [2] untersucht. Diese Autoren berichten, dass ihre Messungen ein Modell bestätigen, das 1936 von EWING und SEITZ [3] vorgeschlagen wurde. Danach sollen die 7 Elektronen des Halogens und das Valenzelektron des Alkali an den Kristall abgegeben und im periodischen Potential des Gitters quasifrei beweglich sein. Ferner werden die Ionenrumpfe (+ 7 und + 1) als identisch betrachtet, so dass die 8 Elektronen gerade zwei Brillouin-Zonen in einem einfach kubischen Gitter auffüllen. Die Grenze der 2. Brillouinzone im kubischen Gitter ist ein reguläres Rhomben-Dodekaeder, dessen sämtliche Flächen senkrecht zu den [110]-Richtungen des reziproken Gitters stehen (Figur). In diesen Richtungen müsste also die Impulsverteilung der Elektronen und damit auch die Korrelationsfunktion an der Brillouin-Zonen-Grenze abrupt abbrechen (Figur, links). – Die bescheidene Winkelauflösung der von Rozenfeld benützten Apparatur gestattet es jedoch nach unserem Ermessen nicht, eine solche Diskontinuität eindeutig nachzuweisen. Das veranlasste uns, im Falle des NaCl die Messung mit einer 6mal höher auflösenden Apparatur zu wiederholen, wobei ein Knick in der Korrelationskurve bei θ_c deutlich zutage treten sollte.



Die verwendeten Proben wurden aus einem sehr reinen NaCl-Einkristall geschnitten. Die der Positronenquelle (10 mC Na^{22}) zugewandte Fläche von $12 \times 26 \text{ mm}$ wurde für alle drei Orientierungen mit einer dünnen (max. 10000 \AA) Aluminiumschicht

bedampft. Messungen an nicht bedampften Proben hatten nämlich gezeigt, dass durch Positronenbestrahlung hervorgerufene Oberflächenladungen beträchtliche Werte annehmen und positronenoptisch zu starken Schwankungen in den Zählraten führen können. Die Koinzidenzraten wurden unter Zuhilfenahme der auf Untergrund korrigierten Einzelraten bezüglich zufälliger Koinzidenzen, langsamer Elektronikschwankungen und der winkelabhängigen Gammaabsorption in der Probe korrigiert. Quelle und Probe befanden sich im Vakuum, so dass der nicht unwesentliche Anteil der Annihilationen in Luft vermieden wurde.

Die für die drei Kristallorientierungen ermittelten, den Messpunkten optimal angepassten Korrelationskurven sind in der Figur (rechts) auf gleiche Scheitelhöhe normiert dargestellt. Links sind zum Vergleich mit dem von ROZENFELD benutzten Modell die Messpunkte der [110]-Messung eingetragen; sie entscheiden eindeutig gegen dieses Modell. Unsere Messungen bestätigen vielmehr die Vorstellung, dass die Positronen hauptsächlich mit Elektronen des Anions annihilieren, wie das schon aus früheren Messungen an polikristallinen Proben geschlossen wurde [1]. – Die Ursache für die Anisotropie sehen wir darin, dass die Wellenfunktionen der Elektronen in der M-Schale des Anions durch das Gitterpotential deformiert werden: in [110]-Richtung ist der nächste Nachbar ein Cl^- , d. h. das Elektronendichtegefälle wird in dieser Richtung grösser sein als in [110]-Richtung, wo der nächste Nachbar ein Na^+ ist. Da der Impuls im wesentlichen durch das Dichtegefälle bestimmt wird, erwartet man daher in [110]-Richtung im Mittel grössere Impulse als in [100]-Richtung, was durch das Experiment bestätigt wird (Figur, rechts); dass die [111]-Kurve zwischen den bereits diskutierten Kurven liegt, fügt sich ebenfalls gut in diese Vorstellungen ein. – Aus den Korrelationskurven für verschiedene Kristallorientierungen kann auf die anisotrope Impulsdichte $\varrho(\mathbf{p})$ der äusseren Elektronen des Anions geschlossen werden: MIJNAREND [4] hat hierzu eine numerische Methode entwickelt und – da ihm keine experimentellen Daten zur Verfügung standen – an einem Modell für kubisch-raumzentrierte Gitter geprüft.

Weitere Messungen, insbesondere an Halogeniden, die Grenzfälle der ionischen Bindung darstellen, sind geplant.

Literatur

- [1] Z. B. A. T. STEWART and L. O. ROELLIG (Editors), *Positron Annihilation*, Academic Press (1967).
- [2] B. ROZENFELD, W. SWIATKOWSKI and J. WESOLOWSKI, *Acta Physica Polonica* 29, 429 (1966).
- [3] D. H. EWING, F. SEITZ, *Phys. Rev.* 50, 760 (1936).
- [4] P. E. MIJNAREND, *Phys. Rev.* 160, 512 (1967).

The Ferromagnet with Volume dependent Exchange Interaction

by J. S. HELMAN

(Seminar für Theoretische Physik, ETH, Zürich)

The properties of a ferromagnet with volume dependent exchange interaction have been thoroughly studied by BEAN and RODBELL [1] using the molecular field approximation (MFA). They found that a first order ferro-paramagnetic transition

occurs in the absence of external pressure if $\eta > 1$, where the parameter η depends on the exchange integral and the compressibility. They pointed out that this result is in some error because the MFA disregards the spin correlation in the paramagnetic state. To estimate the error we repeated their calculation using the Ising model with spin 1/2 in the quasichemical approximation (QCA), which is simple and takes into account the magnetic order above the Curie point. Our results are essentially the same except for the fact that in the QCA the relation between the exchange interaction and the Curie point depends on the number of nearest neighbour spins Z . In particular the condition for first order transition reads now $\eta > 1 + 1/(3Z) + O(1/Z^2)$.

Reference

- [1] C. P. BEAN and D. S. RODELL, Phys. Rev. 126, 104 (1962).

Annihilationsmessungen an den Modifikationen des Thalliums und an Tl-Pb-Legierungen

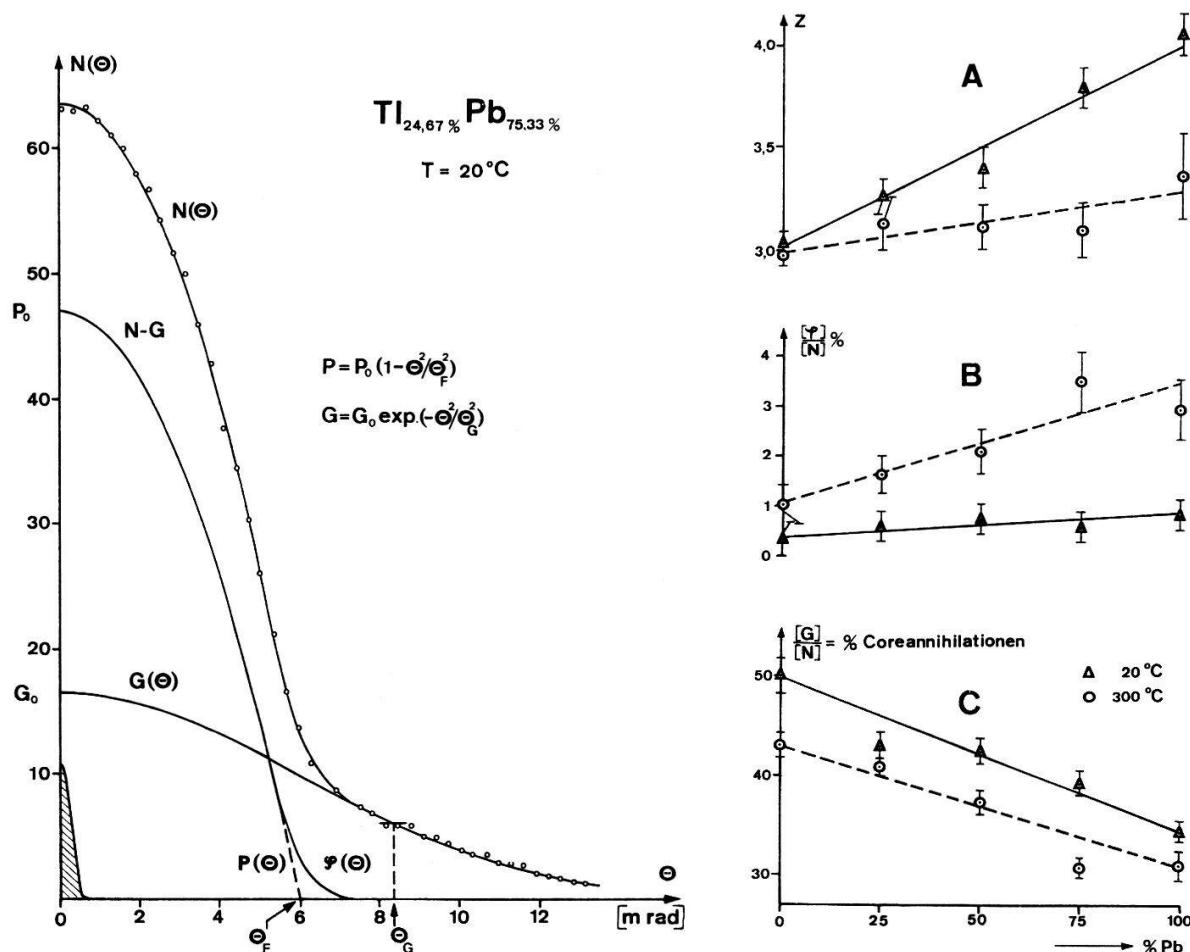
von F. BADOUX und F. HEINRICH

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die bei 230°C stattfindende Phasenumwandlung des α -Tl (hcp) in die β -Modifikation (bcc) ist von einer sehr kleinen Dichteänderung begleitet. Man erwartet daher, dass der Leitungselektronenanteil der Korrelationsfunktion sich nur unwesentlich ändert und sich die Möglichkeit bietet, den Einfluss der Kristallstruktur sehr direkt zu studieren. Die Messung erfolgte mit einer bereits früher beschriebenen Apparatur [1]. Die α -Phase neigt dazu, bereits ab 60°C grosse Domänen zu bilden, die eventuell zu anisotropen Korrelationen führen können; daher wurde α -Tl bei 20°C gemessen, β -Tl bei 260°C. Die sehr lufempfindlichen Proben wurden im Vakuum geschmolzen, unter Schutzgas bearbeitet und im Hochvakuum gemessen. Der Phasenübergang wurde durch den Sprung in der elektrischen Leitfähigkeit [2] kontrolliert. Die hohe Dichte und Ordnungszahl aller hier diskutierten Proben bewirken zwei störende Effekte, die beachtet und korrigiert werden müssen: 1. die stark winkelabhängige Absorption der Quanten in der Probe kann zu erheblichen Verfälschungen der Korrelationsfunktion führen. 2. die ausgeprägte Rückstreuung der Positronen von der Probe verursacht in den Gammaaustrittsfenstern (Al) des Rezipienten einen unerwünschten Koinzidenzbeitrag; dieser Effekt kann durch magnetische Ablenkung der Rückstreupositronen weitgehend ausgeschlossen werden. Die Messresultate wurden ferner bezüglich zufälliger Koinzidenzen und elektronischer Drifts korrigiert.

Wie in Figur 1 (links) am Beispiel einer Tl-Pb-Legierung demonstriert wird, lassen sich die Korrelationskurven $N(\theta)$ sehr gut als Superposition einer Gaussverteilung $G(\theta)$ und eines parabelförmigen Anteils ($N - G$) darstellen, wobei der letztere Anteil sich wiederum in eine Parabel $P(\theta)$ und eine kleine Störung $\varphi(\theta)$ an der Basis der Parabel zerlegen lässt, die man als Mass für die «Verschmierung» der Fermikante (effektive Positronentemperatur, Wechselwirkung im Elektronengas, geometrische Auflösung und evtl. andere Effekte) betrachten kann. – Wie erwartet bleibt der Fermi-Winkel θ_F von der Phasenumwandlung praktisch unbetroffen: die mit Hilfe

des Modells freier Elektronen auf θ_F berechneten Leitungselektronenzahlen z unterscheiden sich um 1,4% bei Fehlergrenzen von $\pm 1\%$ (Figur 1, A). Ferner bleibt der für die Impulsverteilung der Rumpfelektronen charakteristische Winkel θ_G der Gaussverteilung innerhalb 3% der gleiche. Dagegen sind der Rumpfannihilationsanteil, dargestellt als $[G]/[N] = \{\text{Fläche unter } G(\theta)/\text{Fläche unter } N(\theta)\}$ beim β -Tl signifikant kleiner und die Verschmierung an der Fermikante, für die $[\varphi]/[N]$ ein empirisches Mass ist, grösser (Figur 1, C und B).



Um die festgestellten Temperatureffekte in Funktion der Elektronendichte zu untersuchen, wurden die Messungen auf das Legierungssystem Tl-Pb (25, 50, 75 und 100% Pb) bei Zimmertemperatur und ca. 300°C ausgedehnt. Oberhalb 13% Pb liegt eine einheitliche fcc-Phase vor, deren Dichten durch Messung der Gitterkonstanten a mit Hilfe der Debye-Scherrer-Methode bestimmt wurden und ausgezeichnet mit Literaturwerten [3] übereinstimmen. – Figur 1 (rechts) zeigt die Messresultate. Anstelle des Fermiwinkels θ_F ist die daraus nach dem Sommerfeldmodell gemäss $z = \theta_F^3 a^3 (12 \pi^2 \lambda_c)^{-1}$ berechnete Aussenelektronenzahl z aufgetragen. Während die 20°C-Werte zwischen 3 (Tl) und 4 (Pb) durch einen linearen Zusammenhang mit dem Legierungsverhältnis wiedergegeben werden können, tritt für alle Mischungsverhältnisse nahe dem Schmelzpunkt eine scheinbare Verminderung von z ein. Figur 1 B zeigt, dass die Verschmierung der Fermikante mit der Bleikonzentration zunimmt und zudem für 300°C stets grösser als bei Zimmertemperatur ist. Der Coreannihilationsanteil (Figur

1, C) nimmt ab, was auch verständlich erscheint, da die mittlere Ionenladung mit wachsendem Bleigehalt zu-, die Ionenradien dagegen abnehmen; zudem erkennt man, dass die Hochtemperaturmessungen durchwegs kleinere Corebeiträge liefern. Diese Temperatureffekte sind auch von KUSMISS et al. [4] an vielen Metallen festgestellt worden. Bemerkenswert ist es, dass der für die Impulsverteilung der Rumpfelektronen typische Winkel θ_G (gleiche Elektronenkonfiguration bei Tl^{+3} und Pb^{+4}) innerhalb der Fehlergrenzen unverändert bleibt und für alle Legierungen und beide Temperaturen den Wert $\theta_G = 8,3 \pm 0,2$ mrad besitzt.

Werden Gitterdefekte vom Typus der Leerstellen für die Temperatureffekte verantwortlich gemacht, so erhält man für alle hier beobachteten Effekte eine plausible qualitative Erklärung [5]. Diese Annahme wird noch dadurch gestützt, dass andere Autoren [6] durch plastische Deformationen die gleichen Effekte hervorrufen konnten, die einer Temperaturerhöhung entsprechen. Andererseits stellt man bei Lebensdauermessungen fest, dass mit zunehmender Temperatur ein Anstieg der Lebensdauer erfolgt, der sich bei gewissen Temperaturen absättigt [7]. Zur Abklärung der Leerstellenhypothese wären Korrelationsmessungen bei variabler, wohldefinierter Leerstellenkonzentration von grossem Nutzen.

Dem Schweizerischen Nationalfonds danken wir für die Finanzierung dieser Arbeit. Frau E. SCHAUFELBERGER sind wir für die Röntgenanalysen, Fräulein S. GÜNTHER für die Auswertung zu Dank verpflichtet.

Literatur

- [1] F. BADOUX und F. HEINRICH, Helv. phys. Acta 39, 591 (1966).
- [2] A. SCHULZE, Zeitschrift für Metallkunde 22, 308 (1930).
- [3] W. B. PEARSON, Handbook of Lattice Spacings, Pergamon Press (1964).
- [4] J. H. KUSMISS and A. T. STEWART, Adv. Phys. 16, 471 (1967).
- [5] J. H. KUSMISS and J. W. SWANSON, Phys. Letters 27 A, 517 (1968).
- [6] S. BERKO and J. C. ERSKINE, Phys. Rev. Letters 19, 307 (1967).
- [7] I. K. MACKENZIE, T. L. KHOO, A. B. McDONALD, and B. T. A. MCKEE, Phys. Rev. Letters 19, 946 (1967).

Magnetostriktion von EuSe

von G. BRÄNDLI, G. BUSCH und P. SCHWOB

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Der kubische Isolator EuSe bildet unterhalb 10°K und 1 kOe drei verschiedene magnetische Phasen, nämlich para-, anti-ferro- oder ferrimagnetisch. Mit einem Kapazitätsdilatometer, welcher gleichzeitig die Längenänderung und die Magnetisierung als Funktion von Temperatur oder Magnetfeld aufzeichnet, wurde an einem Einkristall die Magnetostriktion gemessen. Der paramagnetische Zustand ist durch eine beträchtliche spontane Magnetostriktion infolge der magnetischen Nahordnung gekennzeichnet. Bei der Néeltemperatur (4,6 °K) findet eine anisotrope Verzerrung des Kristalls statt. Der Übergang zur ferromagnetischen Phase manifestiert sich hingegen in einem Vorzeichenwechsel sowohl der spontanen als auch der erzwungenen Magnetostriktion gewisser Richtungen.

Photolumineszenz von EuSe

von P. STREIT und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

EuSe zeigt bei Temperaturen unterhalb 110°K eine Lumineszenzbande im nahen Infrarot. Sowohl das Luminesenzspektrum als auch seine Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit sind in guter Übereinstimmung mit den ersten Messungen von BUSCH und WACHTER [1]. Zusätzlich wurde das Anregungsspektrum gemessen für Photonenenergien zwischen 1,9 und 4,2 eV. Es zeigt zwei Maxima, welche ungefähr mit den zwei ersten Maxima des Reflexionsspektrums übereinstimmen [2]. Bei 4,2°K schiebt das langwellige Maximum des Anregungsspektrums unter einem äusseren Magnetfeld von 11 kOe um 0,1 eV nach längeren Wellenlängen, was etwa der Rotverschiebung der Absorptionskante entspricht [3]. Die spontane Verschiebung zwischen 3 und 20°K ist im Anregungsspektrum wesentlich geringer als im Lumineszenzspektrum.

Literatur

- [1] G. BUSCH und P. WACHTER, Phys. Letters 20, 617 (1966).
- [2] P. WACHTER, Phys. kondens. Materie 8, 80 (1968).
- [3] G. BUSCH und P. WACHTER, Phys. kondens. Materie 5, 232 (1966).

Gittermodell eines ungeordneten Ferromagneten

I. Formulierung und Molekularfeld-Näherung

von FRANZ RYS

(Seminar für Theoretische Physik, ETH, Zürich)

Bekanntlich beschreibt das Isingmodell ein Magnetikum oder auch eine binäre Legierung. In 2 und 3 Dimensionen existiert ein Phasenübergang; im Falle eines Ferromagneten tritt eine spingeordnete Phase unterhalb der Curietemperatur auf, während eine binäre Legierung unterhalb der kritischen Temperatur der Entmischung in 2 Phasen zerfällt. Beide Phänomene beruhen auf dem Auftreten einer langreichweitigen Ordnung. Im vorliegenden Modell treten beide simultan auf und beeinflussen sich gegenseitig.

In den N Gitterpunkten (GP) eines (z. B. einfach kubischen) Gitters seien Atome zweier Sorten A und B angeordnet. Die A-Atome besitzen einen Spin mit 2 Einstellmöglichkeiten, während die B-Atome keinen Spin haben. Der Hamiltonoperator

$$H = -\varepsilon_1 \sum_{n.N.} s_i s_j - \varepsilon_2 \sum_{n.N.} s_i^2 s_j^2 - h \sum s_j \quad (\varepsilon_1, \varepsilon_2 \geq 0)$$

beschreibt eine Spinkopplung (1. Term), eine Teilchenkopplung (2. Term) und schliesslich eine Kopplung der Spins an ein äusseres Magnetfeld (3. Term). Für die Zustandsvariable s_j im GP j ($j = 1, \dots, N$), welche die Werte $-1, 0, 1$ annehmen kann, bedeuten:

$$s_j = \begin{cases} +1 \\ -1 \end{cases} : \text{ im GP } j \text{ sitzt ein A-Atom mit Spin} \begin{cases} \text{auf} \\ \text{ab} \end{cases}$$

$s_j = 0$: im GP j sitzt ein B-Atom.

Das thermodynamische Verhalten des Modells wird beschrieben durch die grosskanonische Zustandssumme

$$\Xi = \sum_{N_A} e^{\beta \mu N_A} \sum_{s_i} e^{-\beta H}; \quad \beta = \frac{1}{k T}; \quad \mu = \text{chem. Potential der Atomsorte A.}$$

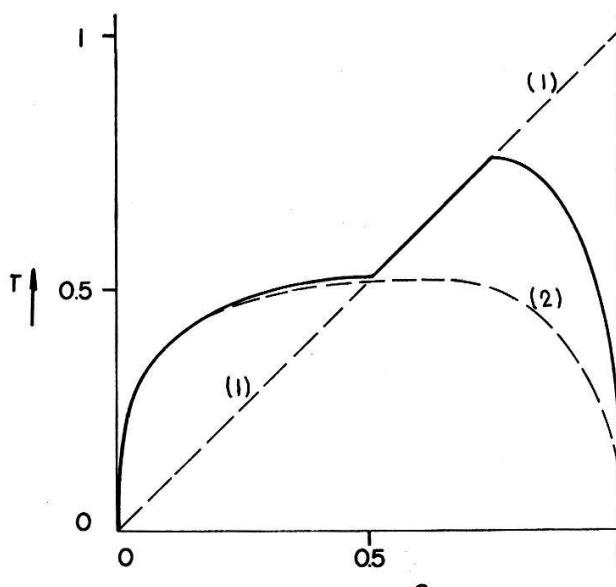
$$(\sum s_i^2 = N_A)$$

In den folgenden beiden Grenzfällen tritt nur je eines der erwähnten Ordnungsphänomene auf. Das Modell beschreibt für:

- 1) $\varepsilon_1 = 0$ eine binäre Legierung; es tritt eine Mischungslücke unterhalb der kritischen Kurve der Entmischung auf;
- 2) $\varepsilon_2 = 0, \sum s_i^2 = N$ einen Ferromagneten der Atomsorte A, der unterhalb der Curie-temperatur spontan magnetisiert ist.

Für allgemeine Werte $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ lässt sich für 2 und 3 Dimensionen streng beweisen:

- a) Die freie Energie des Modells existiert im thermodynamischen Grenzfall $N \rightarrow \infty$.
- b) Für einen endlichen Bereich von Dichten ϱ der Sorte A tritt bei tiefen Temperaturen eine ferromagnetische Spinordnung auf.
- c) Für einen endlichen Bereich von Dichten ϱ der Sorte A tritt bei tiefen Temperaturen eine Entmischung auf.



Phasendiagramm.

Als Näherungsverfahren wird die Methode des molekularen Feldes verwendet, welche im vorliegenden Fall (wie auch beim Isingmodell) mit der Bragg-Williams-Methode äquivalent ist. Dabei werden die Nahordnungseffekte vernachlässigt. In dieser Näherung wird das Verhalten des Modells durch 2 gekoppelte selbstkonsistente Gleichungen beschrieben, die (für verschiedenes äusseres Feld) ein Phasendiagramm ergeben, das in der Figur gezeigt ist. Die ausgezogene Kurve begrenzt die Mischungslücke; gestrichelt ist die Curiekurve $T_c(\varrho)$ (Kurve 1) und die Mischungslücke für $\varepsilon_1 = 0$ (Kurve 2).

Eine ausführliche Arbeit über dieses Modell ist in Vorbereitung.

Gittermodell eines ungeordneten Ferromagneten
II. Exakte Lösung des eindimensionalen Modells

von A. HINTERMANN und FRANZ RYS

(Seminar für Theoretische Physik, ETH, Zürich)

Das eindimensionale Modell besteht aus einer Kette von N Gitterpunkten, wobei die Periodizitätsbedingung $s_{N+1} = s_1$ gefordert wird. s_i kann 3 Werte annehmen: 0 falls der i -te Gitterpunkt unbesetzt ist, +1 falls er mit einem Teilchen mit Spin auf und -1 falls er mit einem Teilchen mit Spin ab besetzt ist. Die grosskanonische Zustandssumme hat die Gestalt

$$\Xi(\beta, \varepsilon_1, \varepsilon_2, h, \mu) = \sum_{s_1} \dots \sum_{s_N} e^{\beta \sum_{i=1}^N (\varepsilon_1 s_i s_{i+1} + \varepsilon_2 s_i^2 s_{i+1}^2 h s_i + \mu s_i^2)} \quad (1)$$

wobei μ das chemische Potential der Teilchen ist. Die Zustandssumme (1) kann mit Hilfe der Transfermatrixmethode als Spur der N -ten Potenz einer symmetrischen Matrix Q , deren Matrixelemente

$$\langle s | Q | s' \rangle = e^{\beta (\varepsilon_1 s s' + \varepsilon_2 s^2 s'^2 + 1/2(h(s+s') + \mu(s^2+s'^2)))}$$

sind, geschrieben werden. Falls λ_i die Eigenwerte von Q sind, gilt also

$$\Xi(\beta, \varepsilon_1, \varepsilon_2, h, \mu) = \text{Sp } Q^N = \lambda_0^N + \lambda_-^N + \lambda_+^N.$$

Im thermodynamischen Limes ($N \rightarrow \infty$) ist nur der grösste dieser Eigenwerte wichtig, da

$$\frac{1}{N} \ln \Xi \xrightarrow[N \rightarrow \infty]{} \ln \lambda_{max}.$$

Im Fall $h = 0$ findet man die Eigenwerte

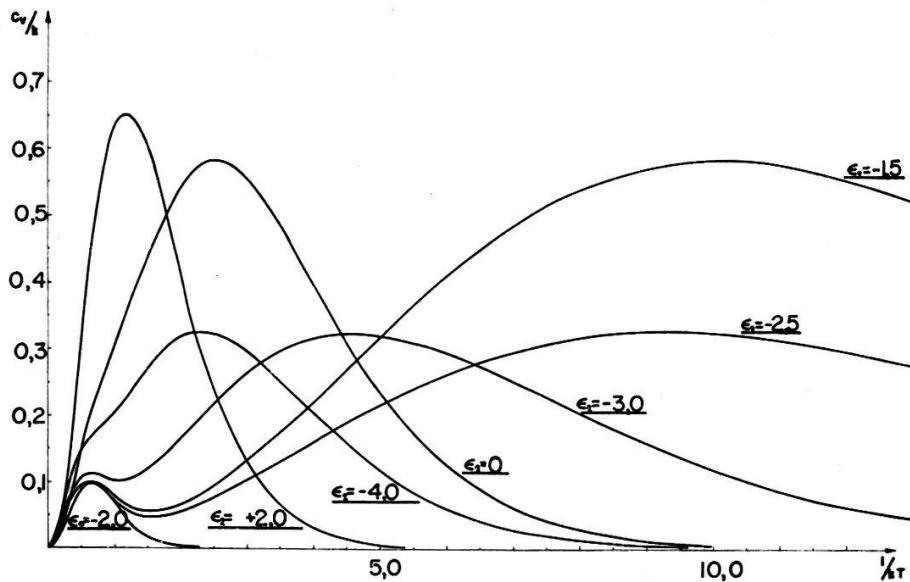
$$\begin{aligned} \lambda_0 &= 2 v z \text{Th } \beta \varepsilon_1 \\ \lambda_{\pm} &= \frac{1}{2} (1 + 2 v z \pm \sqrt{(1 - 2 v z)^2 + 8 z}) \end{aligned}$$

wobei $z = e^{\beta \mu}$ und $v = e^{\beta \varepsilon_2} \text{Ch } \beta \varepsilon_1$. Man zeigt leicht, dass λ_+ der grösste Eigenwert für alle endlichen Werte von $\beta, \varepsilon_1, \varepsilon_2, Z$ ist, und dass λ_+ eine analytische Funktion dieser Variablen ist. Wie erwartet, existieren somit im eindimensionalen Modell keinerlei Phasenübergänge.

Die Fugazität z ist eine Funktion von $\zeta, \beta, \varepsilon_1, \varepsilon_2$; die mittlere Energie und die spezifische Wärme c_v kann als Funktion der Teilchendichte, der Temperatur und der Kopplungsparameter ermittelt werden. Interessant ist das Auftreten zweier c_v -Maxima (Figur 1). Das stark von den Kopplungsparametern abhängige Maximum bei tiefen Temperaturen lässt sich auf Grund des unstetigen Verhaltens der Nullpunktstropie als Funktion von $\varepsilon_2 + |\varepsilon_1|$ an der Stelle $\varepsilon_2 + |\varepsilon_1| = 0$ verstehen.

Die Transfermatrixmethode gestattet die Bestimmung sämtlicher Korrelationsfunktionen

$$\langle\langle s_1 s_k \rangle\rangle = \varrho \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_+} \right)^{k-1} \quad (k \geq 1).$$



Figur 1

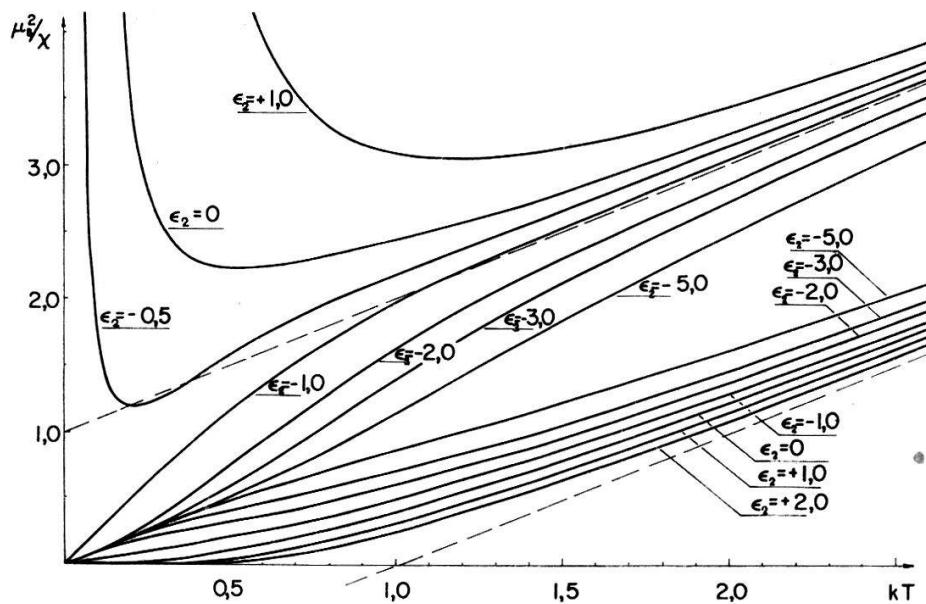
Spezifische Wärme pro Gitterpunkt für $\varrho = 0,5$ und $|\varepsilon_1| = 2,0$.

Die Anfangssuszeptibilität χ lässt sich entweder durch Aufsummierung sämtlicher Korrelationsfunktionen oder aus einer Störungsrechnung nach dem Kopplungsparameter berechnen und ergibt (siehe Fig. 2):

$$\chi = \frac{\beta \mu_B^2}{\varrho N} \ll \left(\sum_{i=1}^N s_i \right)^2 \gg = \beta \mu^2 \frac{\lambda_+ + \lambda_0}{\lambda_+ - \lambda_0}.$$

Für hohe Temperaturen nähern sich die Kurven asymptotisch einer Curie-Geraden:

$$\frac{\mu_B^2}{\chi} = kT - 2\varrho\varepsilon_1 + o\left(\frac{1}{kT}\right).$$



Figur 2

Reziproke Suszeptibilität pro Teilchen für $\varrho = 0,5$ und $|\varepsilon_1| = 1,0$ im antiferromagnetischen Fall $\varepsilon_1 = -1,0$ (obere Kurvenschar) und im ferromagnetischen Fall $\varepsilon_1 = 1,0$ (untere Kurvenschar).

Photoemission und Bänderstruktur der Europiumchalkogenide

von G. BUSCH, P. COTTI und P. MUNZ

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

An im Ultrahochvakuum gespaltenen (100) EuO und EuSe Einkristallen wurde die spektrale Abhängigkeit der Quantenausbeute sowie die Energieverteilung der emittierten Photoelektronen gemessen [1]. Die Schwellenenergien betragen 1,7 eV für EuO und 4,6 eV für EuSe. Unsere Energieverteilungskurven erlauben Aussagen über den Verlauf der Zustandsdichten. Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass die obersten besetzten Zustände 4f-Charakter besitzen.

Literatur

[1] G. BUSCH, P. COTTI und P. MUNZ, erscheint demnächst in Solid State Commun.

The Longitudinal Dielectric Function of a Degenerate Electron Gas in a Quantizing Magnetic Field

by J. S. HELMAN and D. M. IMBODEN

(Seminar für Theoretische Physik, ETH, Zürich)

Starting with the exact eigenfunctions and eigenvalues of an electron in a magnetic field we calculated the wave vector and frequency dependent dielectric function $\epsilon(\mathbf{q}, \omega)$ of an electron gas using the self consistent field approximation. We obtained

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \epsilon(\mathbf{q}, \omega) = 1 - & \frac{2 m e^2 \beta^2}{\pi \hbar^2 k (K^2 + k^2)} \exp \left(-\frac{K^2}{4 \beta^2} \right) \sum_{n=0}^{N_F} \sum_{n'=0}^{\infty} (-1)^{n+n'} L_n^{n'-n} \left(\frac{K^2}{4 \beta^2} \right) \\ & \times L_{n'}^{n-n'} \left(\frac{K^2}{4 \beta^2} \right) \ln \left| \frac{[2 k p_F(n) - k^2 + 4 \beta^2 (n - n')]^2 - P^4}{[2 k p_F(n) + k^2 - 4 \beta^2 (n - n')]^2 - P^4} \right| \end{aligned}$$

and

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \epsilon(\mathbf{q}, \omega) = & \frac{2 m e^2 \beta^2}{\hbar^2 k (K^2 + k^2)} \exp \left(-\frac{K^2}{4 \beta^2} \right) \sum_{n=0}^{N_F} \sum_{n'=0}^{\infty} (-1)^{n+n'} L_n^{n'-n} \left(\frac{K^2}{4 \beta^2} \right) \\ & \times L_{n'}^{n-n'} \left(\frac{K^2}{4 \beta^2} \right) \left\{ \theta \left(p_F(n) - \left| \frac{k}{2} - \frac{4 \beta^2 (n - n')}{2 k} - \frac{P^2}{2 k} \right| \right) \right. \\ & \left. - \theta \left(p_F(n) - \left| \frac{k}{2} - \frac{4 \beta^2 (n - n')}{2 k} + \frac{P^2}{2 k} \right| \right) \right\} \end{aligned}$$

where $\beta^2 = e B / (2 \hbar c)$, B is the magnetic field in z -direction, $k = q_z$, $K^2 = q_x^2 + q_y^2$, $\hbar^2 P^2 / 2 m = \hbar \omega$. N_F is the maximum integer n such that $\hbar (eB/mc) (n + 1/2) < E_F$ (E_F = Fermi energy). $p_F(n)$ is defined by the equation $\hbar (e B / m c) (n + 1/2) + \hbar^2 p_F^2(n) / 2 m = E_F$. $L_n^l(x)$ is the associated Laguerre polynome, e the absolute value of the electron charge and $\theta(x)$ represents the step function.

Particular cases of this result have already been derived and applied to determine the modification fo the Friedel oscillations [1] and the sound-like waves in the electron plasma of metals [2] in a magnetic field.

Recently, the complete quantum-mechanical response of an electron gas in the presence of a strong magnetic field has been discussed by GREENE et al. [3]. Their results are valid for finite temperatures and include ours as a particular case.

References

- [1] M. E. RENSINK, Phys. Rev. 174, 744 (1968).
- [2] O. V. KONSTANTINOV and V. I. PEREL, Soviet Physics JETP 26, 1151 (1968).
- [3] M. P. GREENE, H. J. LEE, J. J. QUINN and S. RODRIGUEZ, Phys. Rev. 177, 1019 (1969).

Spezifische Wärme von $Tb_xY_{1-x}Sb$ -Mischkristallen

von W. STUTIUS

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die Verdünnung von TbSb, das antiferromagnetisch mit einer Néeltemperatur von $14,7^{\circ}\text{K}$ ist [1], mit Y erlaubt die Variation der Austauschwechselwirkung bei nahezu konstanter Kristallfeldaufspaltung [2]. Zur Bestimmung der Gesamtaufspaltung Δ und zur Untersuchung der Phasenumwandlung wurde die spezifische Wärme mit einem adiabatischen Kalorimeter zwischen $1,6$ und 20°K gemessen. Für $x > 0,46$ erhalten wir die für eine Phasenumwandlung typischen Kurven, für kleinere Konzentrationen Schottky-Anomalien. Für Δ erhalten wir 115°K unabhängig von der Konzentration. Die Debye-Temperatur beträgt 215°K . Die experimentellen Ergebnisse werden mit der Molekularfeldtheorie unter Einschluss von Kristallfeld und Austausch verglichen. Wir möchten Herrn Dr. O. VOGT für die Anregung zu dieser Arbeit und für die Überlassung der Kristalle danken.

Literatur

- [1] G. BUSCH, O. MARINCEK, A. MENTH and O. VOGT, Phys. Letters 14, 262 (1965).
- [2] YUNG-LI WANG and B. R. COOPER, Phys. Rev. 172, 539 (1968).

Isotopeneffekt der Curietemperatur in einem magnetischen Isolator

von D. M. IMBODEN und W. BALTENSPERGER

(Seminar für theoretische Physik, ETH, Zürich)

Die Wechselwirkung zwischen magnetischen Ionen in einem Isolator wird durch die Heisenberg-Hamiltonfunktion

$$H_{int} = \sum_{ij} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (1)$$

beschrieben. Der mittlere Wert des Austausch-Integrals J hängt von der Gittergeometrie und von der mittleren quadratischen Schwankung der Ionen-Position $\langle U^2 \rangle$ ab:

$$J = J_0 + \Delta J_{\text{geom}} + \alpha \langle U^2 \rangle, \quad (2)$$

wo J_0 den statischen Wert von J , ΔJ_{geom} den von Gitterdeformationen und $\alpha \langle U^2 \rangle$ den von der Temperatur-Bewegung der Ionen herrührenden Anteil beschreibt. α wird durch die Ableitungen von J nach den Längen der Verbindungslien zwischen den Ionen und nach den zugehörigen Winkeln bestimmt [1]. Für Temperaturen, welche viel kleiner als die Debye-Temperatur sind, ist $\langle U^2 \rangle = b \cdot M^{-1/2}$ (M : reduzierte Masse) und kann theoretisch abgeschätzt werden. Für eine lineare, zweiatomige Kette ist der Beitrag zu $\langle U^2 \rangle$ der akustischen Schwingungen, verglichen mit demjenigen der optischen, vom Verhältnis der beiden Ionenmassen γ abhängig. Er ist maximal für $\gamma = 1$ und beträgt dann ungefähr 40% des Anteils der optischen Schwingungen. Hingegen ist das totale $\langle U^2 \rangle$ nur schwach von γ abhängig. Ähnliche Aussagen können auch für das dreidimensionale, kubische Gitter gemacht werden.

Bei einem Gitter mit zweiatomiger Elementarzelle führt eine Isotopenänderung durch den 3. Term in (2) zu einer Änderung der Curie-Temperatur von

$$\frac{\Delta T_c}{T_c} = - \frac{\Delta M \alpha b}{2 M^{3/2} J_0}. \quad (3)$$

Mögliche Werte von α für das EuO [1] liefern für die Isotopen ^{18}O und ^{16}O ein $\Delta T_c = {}^{18}T_c - {}^{16}T_c$ von der Größenordnung – 0.2 K. Dazu kommen die Beiträge der unbekannten Ableitungen von J nach den Winkeln.

Ein Effekt auf die Néel-Temperatur unter Deuterierung bei Substanzen wie $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$, $\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ und $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ist experimentell festgestellt worden [2, 3]. D. S. SAHRI und M. BLOOM [3] vermuten ebenfalls, dass die Nullpunktsbewegung für den Isotopeneffekt verantwortlich ist.

Literatur

- [1] W. BALTENSPERGER and J. S. HELMAN, Helv. phys. Acta 41, 668 (1968).
- [2] B. G. TURRELL, C. L. YUE and D. S. SAHRI, Phys. Lett. 28A, 680 (1969).
- [3] D. S. SAHRI and M. BLOOM, Phys. Rev. 159, 482 (1967).

Die Absorptionskante von HgCr_2S_4 im metamagnetischen Gebiet

von H. W. LEHMANN und G. HARBEKE

(Latories RCA, Zürich)

Die Konfiguration der Spins der Cr^{3+} -Ionen in HgCr_2S_4 ohne äusseres Feld ist spiralförmig unterhalb der Néel-Temperatur von 60°K. Durch äussere Magnetfelder lässt sich im metamagnetischen Bereich eine ferromagnetische Ordnung erzwingen. Wir haben die Lage der Absorptionskante in Abhängigkeit von der Temperatur in Feldern bis zu 10 k Oersted untersucht. Im Zustand totaler ferromagnetischer Ausrichtung wird eine anomale Rotverschiebung von 0,42 eV zwischen 260°K und 4,2°K gemessen, deren T -Abhängigkeit wie bei rein ferromagnetischen Halbleitern durch eine Spin-Korrelationsfunktion dargestellt werden kann. Bei kleinen Feldern zeigt die Verschiebung ein Maximum bei den Temperaturen und magnetischen Feldern, bei denen ein Übergang von ferromagnetischer Ordnung in die Spiralstruktur auftritt. Der Verlauf dieser Kurven kann durch die T - und H -Abhängigkeit einer zum äusseren Magnetfelde H parallelen ferromagnetischen Komponente erklärt werden.

Neutronenstreuung an einer eutektischen Au-Co-Legierung

von E. STOLL

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung, EIR, Würenlingen)

und H.-J. GÜNTHERODT

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Erscheint demnächst in einer umfassenden Arbeit.

Elektronische Eigenschaften flüssiger Co-Ge-Legierungen

von G. BUSCH, H.-J. GÜNTHERODT und H. U. KÜNZI

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Es wird über Messungen des Hall-Koeffizienten und des elektrischen Widerstandes an flüssigen Co-Ge-Legierungen berichtet. Ähnlich wie bei den flüssigen Legierungen normaler Metalle vom Typ Ag-In treten bei diesen Legierungen ein Maximum des elektrischen Widerstandes und negative Temperaturkoeffizienten auf. Allerdings ist die Abnahme des Widerstandes mit der Temperatur grösser als bisher an flüssigen Legierungen beobachtet, und das Konzentrationsgebiet, in dem diese negativen Temperaturkoeffizienten auftreten, ist bedeutend breiter als bei den Legierungen der Ag-In-Gruppe. Dieses besondere Verhalten kann man nach den Messungen des Hall-Koeffizienten durch die d -Elektronen erklären.

Propriétés magnétiques de l'Ytterbium en solution métallique dans la série d'alliages Au-Ag¹⁾

par V. ALLALI, P. DONZÉ, B. GIOVANNINI, A. HEEGER²⁾, M. PETER et A. TREYVAUD

(Institut de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

La terre rare ytterbium présente un comportement magnétique très différent selon qu'elle se trouve en solution métallique dans l'or ou dans l'argent. Des mesures de susceptibilité [1] ont montré que dilué dans Au, Yb possède un moment localisé d'environ $4,3 \mu_B$, en accord avec le moment paramagnétique effectif calculé pour l'ion libre trivalent. En solution dans Ag au contraire, Yb n'est pas magnétique et se trouve dans l'état bivalent. Cette instabilité de valence peut expliquer les limites différentes de solubilité constatées (environ 7% Yb dans Au [2] et moins de 1% dans Ag [3]), et peut également rendre compte des anomalies observées dans le pouvoir thermoelectrique [1] et la résonance paramagnétique [4].

Nous présentons ici des résultats de mesures concernant la susceptibilité magnétique de Yb dilué dans toute la série d'alliages $Au_x Ag_{1-x}$. Les alliages ont été fondus

¹⁾ Travail subventionné par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

²⁾ John Simon Guggenheim Fellow 1968-1969.

Adresse permanente: Department of Physics, University of Pennsylvania, Philadelphia (USA).

au four à arc, et les concentrations (quelques dixièmes de pourcent atomique d'Yb) ont été analysées par fluorescence de rayons X. La susceptibilité de l'impureté Yb est calculée en soustrayant à la susceptibilité totale mesurée de l'alliage dopé avec Yb, la susceptibilité connue [5] de l'hôte Au-Ag non dopé.

Dans le tableau ci-dessus figurent les résultats essentiels de nos mesures de susceptibilité: la température de Curie-Weiss θ_{CW} et le moment effectif paramagnétique $p_{\text{eff}}^{\text{Yb}}$ par atome d'Yb sont indiqués pour les différentes concentrations en Au dans les alliages.

Pour $x \gtrsim 10\%$ Au et pour des températures supérieures à 25°K , la susceptibilité de Yb obéit très bien à une loi du type Curie-Weiss, ce qui permet de calculer $p_{\text{eff}}^{\text{Yb}}$ (entre 4 et $4,5 \mu_B$, comme dans Au pur) correspondant à celui de Yb^{3+} . Au-dessous de 25°K des déviations se produisent par rapport au comportement Curie-Weiss et la susceptibilité à basse température s'extrapole vers une valeur infinie.

Pour $x \geq 25\%$ Au, θ_{CW} a la valeur plus ou moins constante de -10°K approximativement. Ce comportement peut s'expliquer par les effets de champ cristallin observés par exemple pour Yb dilué dans Au [4].

Pour $x \lesssim 20\%$ Au, θ_{CW} augmente en valeur absolue pour tendre vers ∞ dans Ag pur. La légère anomalie en θ_{CW} survenant dans l'alliage $\text{Au}_{.20}\text{Ag}_{.80}$ peut être attribuée à une manifestation de l'effet Kondo. Dans un alliage de même composition un minimum de résistivité électrique a été observé [6].

Pour $0 < x < 10\%$ Au, la forte augmentation de $|\theta_{CW}|$ est accompagnée par une diminution de $p_{\text{eff}}^{\text{Yb}}$ qui tend vers zéro dans Ag pur. En outre le comportement en loi de Curie-Weiss devient hypothétique à cause de très fortes déviations (les courbes de susceptibilité seront publiées dans un article plus complet [7]). Et les susceptibilités à $T = 0$, extrapolées des températures de l'hélium liquide, ont une valeur finie.

La susceptibilité de l'Yb dans les alliages riches en Ag peut s'expliquer par des effets de fluctuations de spin [8] dus à la proximité du niveau lié virtuel $4f$ de Yb et du niveau de Fermi de la mer électronique. Lorsque le niveau virtuel se trouve près

Tableau

x (% at. Au)	0	1,4	3,3	5,9	10,4	15,0	21,0	25,8	32,7	54,1	67,1	73,3	83,4	91,5	99,5	
(1) $p_{\text{eff}}^{\text{Yb}} (\mu_B)$	$\rightarrow 0$	1,4	3,2	4,5	3,8	4,3	4,3	4,5	4,1	4,3			4,2		4,2	4,25
(2)		2,1	3,5	4,2												
$-\Theta_{CW} (^{\circ}\text{K})$	$\rightarrow \infty$	110	60	27	26	19	18	12	11	10		11		10	10	
(3)		130	80	28	25		19		8	11	12	10	13	9	13	
Effets observés	Fluctuations de spin				Kondo				Champ cristallin							

- (1) Deux séries d'échantillons ont été prélevées dans chaque lingot et mesurées pour la plupart. Mais le dosage exact de l'Yb (par fluorescence X) n'a été effectué que sur les spécimens pour lesquels est indiqué le nombre effectif de magnétions de Bohr par atome d'Yb, $p_{\text{eff}}^{\text{Yb}}$.
- (2) L'erreur sur $p_{\text{eff}}^{\text{Yb}}$ est estimée à $0,1 \mu_B$ ($0,25 \mu_B$ dans les alliages les plus riches en Ag).
- (3) Dans les alliages où $x < 10\%$ Au l'extrapolation des températures Θ_{CW} est délicate en raison de fortes déviations au comportement Curie-Weiss. L'erreur sur Θ_{CW} peut être estimée à 10% environ.

de la surface de Fermi, la largeur finie de la densité d'états de ce niveau fait qu'il y a une probabilité appréciable, à tout instant, que la configuration non magnétique soit occupée. Cet effet de fluctuation de spin peut être calculé et prédit effectivement une susceptibilité finie pour $T = 0$, et reproduit qualitativement la dépendance de la susceptibilité en fonction de la température.

Il semble donc que dans les alliages $\text{Au}_x \text{Ag}_{1-x}$ l'état virtuel de l'Yb (très étroit pour toutes les terres rares, quelques centièmes d'eV) descende progressivement vers le niveau de Fermi E_F si x diminue, se trouve légèrement au-dessus de E_F pour $x \approx 20\%$ Au [6], et s'en approche critiquement dans la zone de concentrations où se manifeste l'effet des fluctuations de spin, pour finalement le traverser et se trouver en dessous de E_F dans Ag pur.

Bibliographie

- [1] D. GAINON, P. DONZÉ, J. SIERRO, Solid State Comm. 5, 151 (1967).
- [2] P. E. RIDER, K. A. GSCHNEIDNER JR., O. D. McMASTERS, Trans. Met. Soc. AIME 233, 1488 (1965).
- [3] J. BIJVOET, A. J. VAN DAM, FLORA VAN BEEK, Solid State Comm. 4, 455 (1966).
- [4] L. L. HIRST, GWYN WILLIAMS, D. GRIFFITHS, B. R. COLES, J. Appl. Phys. 39, 844 (1968).
- [5] C. M. HURD, Phys. Rev. 165, 816 (1968) et J. Phys. Chem. Solids 27, 1371 (1966).
- [6] J. BOES, A. J. VAN DAM, J. BIJVOET, Phys. Letters 28A, 101 (1968).
- [7] V. ALLALI, P. DONZÉ, A. TREYVAUD, à paraître.
- [8] B. GIOVANNINI, A. J. HEEGER, M. PETER, à paraître.

Theory of the Magnetic Properties of NaCrS_2

by P. ERDÖS, W. G. MOULTON and J. M. ROBINSON

(Physics Department, Florida State University, Tallahassee, Florida)

We measured the NMR sublattice magnetization curve from 1.4°K to 7°K ($T_N = 18^\circ\text{K}$) for the triangular layer structure NaCrS_2 . Four Cr^{3+} lines are observed around 54 MHz with a splitting of 1%, the frequencies having the same temperature dependence. They are fitted with a theoretical curve obtained from a renormalized spin wave theory. We assume an exchange-coupled two sublattice antiferromagnet and include the measured out-of plane anisotropy $H_C = 1.44 \text{ KOe}$ [1], which agrees very closely with the sum of the measured ligand field [2] $H_L = -(208 \pm 20) \text{ G}$ and calculated dipolar anisotropies $H_D = 1.62 \text{ KG}$. We find for the intralayer and interlayer exchange constants $J_1 = (5.2 \pm 0.2)^\circ\text{K}$ and $J_2 = (-1.0 \pm 0.1)^\circ\text{K}$ (Define $H_{ex} = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$). To fit bulk magnetization data in applied fields from zero to $H = 30 \text{ KOe}$ parallel to the layers [3], we must assume a distortion produced inplane uniaxial anisotropy $H_a = 600 \text{ Oe}$ and a $J_2 = (-1.75 \pm .1)^\circ\text{K}$. The discrepancy for J_2 may be explained by a helical spin structure.

References

- [1] K. BLAZEY and H. ROHRER, private communication.
- [2] K. A. MÜLLER et al., Helv. phys. Acta 41, 392 (1968).
- [3] P. F. BONGERS et al., J. Phys. Chem. Solids 29, 977 (1968).

**Hochauflösende Faraday-Rotations-Messungen an Yttriumeisengranat
und Gadoliniumeisengranat**

von D. KUSE, C. SCHÜLER und A. BECK

(Brown Boveri Forschungszentrum, 5401 Baden)

Die spektrale Abhängigkeit der Faraday-Rotation von YIG und GdIG wurde mit einem hochauflösenden Spektralpolarimeter zwischen 0,52 und 2,00 μ Wellenlänge gemessen. Bei 100°K beobachten wir zunächst die bekannten, von Fe³⁺-Niveaus in Tetraeder- und Oktaederlagen herrührenden Dispersionsstrukturen. Wegen der hohen Auflösung treten diese Strukturen deutlicher hervor, und wir finden außerdem noch weitere schwache aber scharfe Rotationsanomalien. Wir diskutieren die Beiträge von elektrischen und magnetischen Dipolübergängen, die den einzelnen magnetischen Untergittern zugeordnet werden können.

Mössbauereffekt an ^{57}Fe in $\text{ZnAl}_{2(1-x)}\text{Fe}_{2x}\text{O}_4$ -Spinellen

von P. RÜEGSEGGER und F. WALDNER

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Die Mischkristalle $\text{ZnAl}_{2(1-x)}\text{Fe}_{2x}\text{O}_4$ sind normale Spinelle. Eisen befindet sich als Fe³⁺ an den oktaedrisch von Sauerstoffionen umgebenen B-Plätzen. Der trigonale Anteil des Kristallfeldes bewirkt eine Quadrupolaufspaltung des ersten angeregten Kernzustandes. Diese Aufspaltung wurde für $x = 0,1$ bis $x = 1$ gemessen. Bei $x = 0,1$ ist die Absorption asymmetrisch. Detaillierte Untersuchungen zeigten, dass diese Asymmetrie von der Elektronenrelaxation herstammt. Deshalb konnte auch das Vorzeichen des elektrischen Feldgradienten bestimmt werden. Die Ergebnisse werden mit NMR-Messungen an ^{27}Al in ZnAl_2O_4 verglichen.

Theoretische Physik

Ableitung von Transportgleichungen für anharmonische Gitter

von R. KLEIN und R. K. WEHNER

(Laboratories RCA Ltd., 8005 Zürich)

Die phänomenologische Transporttheorie für Phononen [1] in einem dielektrischen Kristall liefert eine Integrodifferentialgleichung für die orts- und zeitabhängige Phonondichte, in der die Wechselwirkungen zwischen den Phononen auf zwei Arten eingehen. Einerseits werden die dissipativen Wechselwirkungen durch einen Stoss-

operator beschrieben, der in der PEIERLS'schen Form [2] Matrixelemente der kubischen Anharmonizität V_3 in zweiter Ordnung enthält. Andererseits führt die Anwendung und Erweiterung der Landauschen Theorie der Quantenflüssigkeiten auf das Phononengas dazu, dass die Transportgleichung die Parameter der Wechselwirkung der Quasiteilchen untereinander und der Wechselwirkung der Quasiteilchen mit makroskopischen elastischen Deformationen enthält. Diese unterschiedlichen Wechselwirkungen sind in einer mikroskopischen Theorie einheitlich aus der Anharmonizität des Gitterpotentials herzuleiten. Dabei ist zu berücksichtigen, dass Effekte der kubischen Anharmonizität V_3 in 2. Ordnung von gleicher Größenordnung sein können wie die biquadratische Anharmonizität V_4 in erster Ordnung.

Wenn man im Rahmen der Theorie der linearen Nachwirkung die Variation der Phonondichte als Folge eines elastischen Verschiebungsfeldes betrachtet, so ist die dabei auftretende Nachwirkungsfunktion auf den Vertexanteil zurückführbar [3]. Diese Größe ist in der Vielteilchentheorie des wechselwirkenden Phononensystems definiert [4] und ihre Bestimmungsgleichung ist das mikroskopische Äquivalent der Transportgleichung. Ausgehend von der in einer vorangehenden Arbeit [3] angegebenen Integralgleichung für den Vertexanteil werden Relationen zwischen den phänomenologischen Parametern und den mikroskopischen Wechselwirkungskoeffizienten V_3 und V_4 abgeleitet. Dies erlaubt einen Vergleich mit der phänomenologischen Transportgleichung. Dabei ergibt sich ein Beitrag zu den Interferenzen zwischen den dissipativen Stößen und den nichtdissipativen Quasiteilchenwechselwirkungen, der über die Transportgleichung der phänomenologischen Theorie, wie sie kürzlich von GÖTZE und MICHEL [5] ebenfalls mikroskopisch begründet wurde, hinausgeht. Diese Interferenzen könnten in dem interessanten Übergangsgebiet zwischen dem stossfreien Hochfrequenzbereich und dem durch die Stöße dominierten niederfrequenten Gebiet von Bedeutung sein.

Literatur

- [1] W. GÖTZE, K. H. MICHEL, Phys. Rev. 156, 963 (1967).
- [2] R. E. PEIERLS, Quantum Theory of Solids, Oxford 1955, p. 49.
- [3] R. KLEIN, R. K. WEHNER, Helv. phys. Acta 40, 821 (1967); Phys. Kondens. Materie 8, 141 (1968).
- [4] R. K. WEHNER, Phys. Stat. Solidi 22, 527 (1967).
- [5] W. GÖTZE, K. H. MICHEL, Vorabdruck.

Umkehrung der Schrödingerschen Eigenwertaufgabe für ein eindimensionales periodisches, inversionssymmetrisches Potential

von R. JOOS und W. BALTENSPERGER

(Seminar für theoretische Physik, ETH, Zürich)

Mit einem Variationsverfahren wird bewiesen, dass zwischen den Eigenwerten $E(k)$ und dem Potential $V(x) = V(x + \pi) = V(-x)$ lokal eine ein-eindeutige Beziehung besteht. Dabei zeigt es sich, dass diese Eindeutigkeit bereits zwischen den Eigenwerten $E(K)$ (K ganz) und dem Potential $V(x)$ besteht. Insofern ist die ganze Funktion $E(k)$ schon durch die Werte $E(K)$ bestimmt.

**Numerical evaluation of infinite integrals over strongly
oszillating functions**

von V. DOSE

(Physik-Institut der Universität Zürich)

This paper will be published later in ZAMP.

Sur un modèle uni-dimensionnel de sphères dures liées élastiquement

par C. DEPEURSINGE et PH. CHOQUARD

(Département de Physique EPF, Lausanne)

On étudie ce modèle dans le cas des conditions aux limites naturelles où la 1ère N^e particules n'interagissent avec les parois que par des forces de réflexion, contrairement au cas bien connu où ces particules sont liées aux parois. On montre alors, qu'à pression nulle, une transition élémentaire d'un régime fluide à cristallin est obtenue. On analyse ensuite l'influence des conditions aux limites sur les fonctions de distribution à une et deux particules. Contrairement au cas de la chaîne cyclique, auquel l'argument de Landau-Peierls s'applique, la première révèle une structure inhomogène.

«Scaling Laws» asymétriques

par H. KUNZ

(Département de Physique EPF, Lausanne)

On étudie le comportement asymptotique au voisinage du point critique des diverses grandeurs thermodynamiques du modèle d'Ising ferromagnétique pour un spin quelconque à l'aide de la distribution des zéros de la fonction de partition dans le plan complexe du champ magnétique. Le comportement asymptotique de la susceptibilité déterminant celui de la distribution des zéros, on obtient dans le cas général des indices critiques différents au-dessus et au-dessous du point critique. Toutefois, le nombre total des indices critiques indépendants est de trois. Ces résultats sont appliqués au modèle d'Ising à 2 et 3 dimensions.

Théorème de Noether pour la fonctionnelle entropie

par P. B. SCHEURER (Genève)

et E. C. G. STUECKELBERG DE BREIDENBACH (Genève et Lausanne et CERN)

Dans le formalisme de STUECKELBERG DE BREIDENBACH [1], la flèche du temps est donnée par le 2e principe b) d'équilibre, qui demande le maximum de l'entropie S

pour les contraintes énergie H , quantité de mouvement Π_i , moment cinétique M_{ik} et masse M (ou substance N en relativité restreinte). Ces grandeurs, extensives, sont des fonctionnelles de type densité des champs de vitesse $v^i(\mathbf{x}, t)$ (ou quadrivitesse $w^i(\mathbf{x}, t)$), densité d'entropie $s(\mathbf{x} t)$ et densité de masse inerte $m(\mathbf{x} t)$ (ou densité de substance $n(\mathbf{x} t)$). Comme déjà démontré, le maximum peut être obtenu par une méthode de multiplicateurs de Lagrange. On propose une formulation équivalente de ce 2^e principe b) : l'équilibre est atteint quand l'entropie admet le théorème de Noether pour H, Π_i, M_{ik} et que M (ou N) est constante. En effet, alors $S(t) = \int_V s(\mathbf{x} t) dV = S' = \int_V s'(\mathbf{x}) dV$ ne dépend plus explicitement du temps, ce qui assure la conservation de H .

D'autre part $s'(\mathbf{x})$ est scalaire, donc invariante par translation et rotation, d'où la conservation de Π_i et de M_{ik} .

Bibliographie

- [1] E. C. G. STUECKELBERG DE BREIDENBACH et al., Helv. phys. Acta 26 (1953), 307; 26 (1953), 417; 35 (1962), 568; 36 (1963), 875, et 40 (1967), 887.

Temps propre réduit et quantification du ds^2

par P. B. SCHEURER

(Genève)

On introduit le concept de temps propre réduit Λ , dont la différentielle est $d\Lambda = dt/m_0$. (t : temps propre; m_0 : masse au repos de la particule). La loi de Newton $\mathbf{p} = m \mathbf{v} = d\mathbf{x}/d\Lambda$ peut s'écrire :

$$(i = 1, 2, 3) \frac{dx^i}{p^i} = \frac{dt}{m} = \frac{c dt}{m c} \equiv \frac{dx^4}{p_4}, \text{ soit } \frac{dx^\mu}{p^\mu} = d\Lambda$$

($\mu = 1, 2, 3, 4$), avec ni t ni m scalaires. Les transformations pour lesquelles $d\Lambda$ est scalaire sont celles de Lorentz. Alors, entre deux référentiels Lorentziens $\{\mathbf{x}\}$ et $\{\mathbf{'x}\}$, (v = vitesse de $\{\mathbf{'x}\}$ p.r. à $\{\mathbf{x}\}$) la conservation du rapport

$$\frac{dx^i}{p^i} = \frac{dt}{m} = \frac{d\tau}{m_0} = \frac{d't}{m} = \frac{d'x^i}{'p^i}$$

entraîne la relation *cinématique* d'addition relativiste des vitesses: $p^i = 'm dx^i/d't$ soit $v^i = 'm/m dx^i/d'x^i / 'v^i$ dans laquelle on substitue $'m/m = d't/dt$. Les formules de transformation de $(\mathbf{x} t)$ sont d'ailleurs obtenues par la conservation du produit scalaire $1/m_0 p_\mu dx^\mu = w_\mu dx^\mu = 1/d\tau dx_\mu dx^\mu = -c^2 d\tau$ (dans une métrique de signature $(1, 1, 1, -1)$ qui donne la relation entre $d\tau$ et dt).

D'autre part, on peut écrire le ds^2 comme $ds^2 = dx^\mu dx_\mu = dt/m (p_\mu dx^\mu) = d\Lambda dA = d\Lambda^2 p_\mu p^\mu$ où $dA = Ldt = -E_0 d\tau$ est la différentielle de l'action pour une particule libre, soit encore

$$p_\mu p^\mu = \frac{ds^2}{d\Lambda^2} = d\Lambda^2 \frac{ds^2}{ds^4} \equiv d\Lambda^2 k_\mu k^\mu \quad \text{avec} \quad k^\mu \equiv \frac{dx^\mu}{ds^2}.$$

A côté de la relation de BROGLIE $\rho \lambda = E T = h$, (h : constante de PLANCK) obtenue de la vitesse de phase $v_{ph} = \lambda/T = E/\rho$ (avec $v_{ph} v_{gr} = c^2$), la seule relativité restreinte donne pour la vitesse de groupe $v_{gr} = dx/dt = dE/d\rho$ l'expression $d\rho dx = dE dt = cte$ qui est la forme différentielle des relations d'incertitude de Heisenberg. Prendre des différences finies Δ [1] entraîne alors la quantification de dA en ΔA et de ds^2 en Δs^2 . En effet, $dA \rightarrow \Delta A$ puisque

$$1 - \beta^2 = \frac{m_0^2}{m^2} = \frac{d\tau^2}{dt^2} = \frac{\Delta\tau^2}{\Delta t^2} = \frac{m_0 c^2 \Delta\tau}{m c^2 \Delta t} = \frac{-\Delta A}{m c^2 \Delta t} \equiv \frac{-h}{m c^2 \Delta t}$$

d'où $\rho^\mu \rho_\mu = h^2 k^\mu k_\mu$, et $ds^2 \rightarrow \Delta s^2$ puisque

$$\Delta s^2 = \Delta A \Delta A = - \frac{\Delta\tau}{m_0} h = - c \Delta\tau \left(\frac{h}{m_0 c} \right), \quad \text{d'où } \Delta s^2 = - \lambda_c^2$$

(λ_c : longueur d'onde de Compton de la particule de masse propre m_0).

Enfin, prenant $A(\rho^\mu, x^\mu) = \rho_\mu x^\mu$, nous en faisons un Lagrangien $A(\dot{q}^\mu, q^\mu)$ avec $\rho^\mu = dq^\mu/dA \equiv \dot{q}^\mu$. L'équation de Euler-Lagrange

$$\frac{d}{dA} \left(\frac{dA}{\partial \dot{q}_\mu} \right) - \frac{\partial A}{\partial q^\mu} = 0$$

nous donne

$$\frac{d}{dA} x^\mu - \rho^\mu = 0$$

soit $\rho^i = m dx^i/dt$ et $\rho^4 = mc$, l'équation de Newton. L'Hamiltonien correspondant $H(\tilde{\rho}^\mu, q^\mu) = \tilde{\rho}_\mu q^\mu - A(\dot{q}^\mu, q^\mu)$ est identiquement nul: l'action donne toute l'information possible sur le mouvement de la particule.

Bibliographie

[1] Un mémoire sur cette question est en préparation.

Sur la distribution de probabilité microscopique du champ moléculaire aléatoire

par CHR. FAVRE

(Département de Physique EPF, Lausanne)

et PH. MARTIN

(Institut de Physique Théorique, Université de Genève)

Une méthode standard pour le traitement des problèmes à N -corps et des transitions de phase est l'utilisation de l'approximation du champ interne moyen introduite par WEISS. Il est montré comment cette méthode peut être rendue microscopiquement exacte en introduisant une distribution de probabilité de ce champ interne aléatoire. Une technique est présentée qui permet de relier aisément la distribution de probabilité à l'interaction microscopique dans le cas classique et dans certains cas d'interaction quantique. L'application est donnée pour divers exemples à une dimension utiles dans la théorie du ferromagnétisme.

Allgemeine und angewandte Physik

Haute Résolution dans le Champ Magnétique Terrestre:

Interaction indirecte de protons avec C₁₃ et N₁₅ à la concentration naturelle de ces noyaux

par B. BORCARD, F. JOHN et G. J. BÉNÉ

(Institut de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

L'objet de cette communication est d'illustrer au moyen d'exemples simples les possibilités d'une méthode de haute résolution appliquée aux protons, de substances liquides diamagnétiques hydrogénées dans le champ magnétique terrestre.

Il s'agit essentiellement ici de l'étude de multiplets résultant de l'interaction indirecte entre les protons et des noyaux à faible concentration naturelle comme C₆¹³(1%) et N₇¹⁵(0,3%).

Rappelons brièvement l'intérêt de cette technique [1] qui permet, lorsqu'on étudie des échantillons de substances où l'hydrogène est combiné à du carbone ou de l'azote, d'observer les multiplets résultant des interactions indirectes C₆¹³-H₁¹ ou N₇¹⁵-H₁¹ dans une plage de fréquence où on ne rencontre

- ni les multiplets résultant du déplacement chimique δ entre protons non équivalents
- ni ceux qui résultent d'interactions indirectes entre protons non combinés à C₆¹³ ou N₇¹⁵.

Analysant en effet le spectre observé dans

$$H_0 = H_{\text{terrestre}} \cong 0.5 \text{ oersted}$$

les déplacements chimiques, de l'ordre de 10⁻⁶, ne dépassent pas 10⁻³ Hz et l'intensité des composantes des multiplets résultant de l'interaction indirecte entre protons est telle que toutes ces composantes sont bloquées dans une seule raie spectrale correspondant à $\delta = 0$.

Par contre, les multiplets protoniques résultant des interactions indirectes H₁-C₁₃ et H₁-N₁₅ ont des composantes bien distinctes de la raie centrale et par conséquent faciles à résoudre.

Par rapport à la position de cette raie centrale, chaque terme du multiplet donne une détermination indépendante de la constante d'interaction indirecte J. On peut, dans ce calcul, utiliser les formules établies pour les multiplets obtenus en champ élevé avec des groupes non équivalents de protons.

L'excellente résolution des raies permet, en général, sur chaque terme du multiplet, d'en déterminer l'intensité et les temps de relaxation T₁ et T₂. Bien que, dans ce travail, nous n'ayons pas fait de mesures de relaxation, signalons qu'une telle étude a été récemment entreprise par A. ERBÉIA et P. DREYFUSS [2]. En outre, en

raison de la grande différence entre les moments magnétiques des protons et ceux de C_6^{13} et de N_7^{15} , nous avons dû recalculer les intensités des composantes, une telle évaluation n'existant pas dans la littérature.

Les expériences décrites ci-après ont porté sur les systèmes AB^n ($n = 1$ à 4, A et B sont des noyaux de nature différente)

B = protons H_1^1

A = C_6^{13} pour $n = 1, 2, 3$

A = N_7^{15} pour $n = 4$.

Les échantillons utilisés ont été respectivement

A B $C_{13}-H_1^1$ dans le chloroforme

A B² $C_{13}-H_1^2$ dans le dichlorométhane

A B³ $C_{13}-H_1^3$ dans l'alcool méthylique acidifié

A B⁴ $N_{15}-H_1^4$ dans le nitrate d'ammonium en solution aqueuse.

La méthode expérimentale, décrite dans une publication antérieure [3] consiste à enregistrer le signal protonique de précession libre, dans le champ magnétique terrestre après prépolarisation dans un champ perpendiculaire de 100 oersteds. Le signal, enregistré et amplifié grâce à l'emploi d'un mnémotron, contient toute l'information. Un dispositif électronique d'analyse de Fourier permet d'obtenir le spectre avec étalonnage des fréquences. En fait la sélectivité du circuit récepteur oblige à corriger les amplitudes observées avec la courbe de réponse de ce récepteur.

Nous donnons, à titre d'exemple (fig. a et b), le multiplet protonique «haute fréquence» de l'interaction $N_7^{15}-H_1^1$. Ce multiplet a normalement 6 composantes, mais deux groupes de deux raies (partie centrale) ne sont pas résolus, ce qui le réduit à 4 raies.

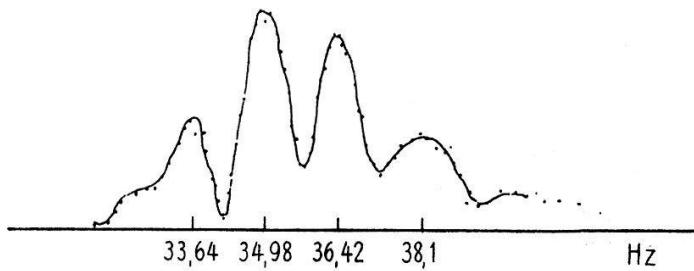


Figure 1

Spectre de $(N_{15}H_4)^+$ de fréquence $\Delta\nu = \nu_{\text{prot}} - \nu_{\text{satellite}} > 0$.

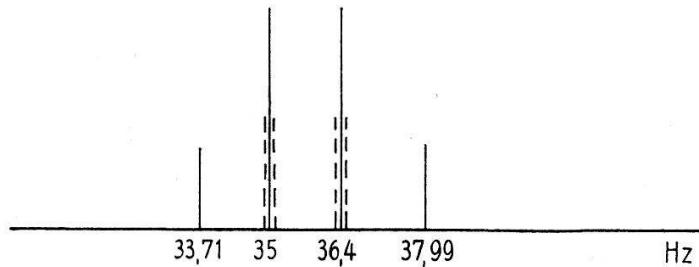


Figure 2

Spectre calculé pour $J = 73,1$ et $\delta = + 1762$.

Les résultats obtenus pour les constantes J sont les suivants:

$J (C^{13} - H^1)$	chloroforme	$209,6 \text{ Hz} \pm 0,2$
	dichlorométhane	$178,6 \text{ Hz} \pm 0,3$
	alcool méthylique	$141,2 \text{ Hz} \pm 0,3$

$J (N^{15} - H^1)$ ion ammonium dans la solution aqueuse de nitrate d'ammonium
 $73,1 \text{ Hz} \pm 0,2$

Relevons, pour conclure, que cette méthode, appliquée à des échantillons de volume environ 2 litres, évite d'employer un enrichissement isotopique des noyaux rares et conduit à des valeurs très précises de J ou des temps de relaxation.

Des progrès sont en cours (augmentation de la polarisation, sensibilité de la détection) pour analyser des substances plus complexes et employer des échantillons plus petits.

Bibliographie

- [1] G. J. BÉNÉ, Magnetic Resonance and Relaxation, XIV Colloque Ampère (1966), North Holland Publ. Co., pages 903–916.
- [2] A. ERBÉIA et P. DREYFUSS, Magnetic Resonance and RF spectroscopy, XIV Colloque Ampère (1968), North Holland Publ. Co., pages 262–263.
- [3] M. MERCK, R. SÉCHEHAYE, A. ERBÉIA et G. J. BÉNÉ, Magnetic Resonance and Relaxation, XIV Colloque Ampère (1966), North Holland Publ. Co., pages 952–956.

Mise en évidence simple et quantitative de l'équivalence entre un champ magnétique et une rotation

par E. HILTBRAND, B. BORCARD et G. J. BÉNÉ

(Institut de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

On étudie actuellement [1] la réalisation de gyroscopes avancés basés sur l'équivalence, pour une assemblée de dipôles magnétiques, entre une rotation uniforme ω du référentiel et un champ magnétique constant H , selon la relation

$$\omega (\text{rad/sec}) = \gamma H \quad (1)$$

γ = rapport gyromagnétique des dipôles magnétiques.

Il est clair, d'après cette relation, que la vitesse angulaire ω «équivalente» à un champ H donné est d'autant plus petite que γ est plus faible: on a donc intérêt à utiliser des dipôles magnétiques nucléaires dont les aimantations sont de l'ordre du magnéton nucléaire (pour le proton, 4 c/s correspondent à environ 1 milligauss).

Parmi les réalisations de tels gyromètres, citons particulièrement le système proposé par M. J. MINNEMAN et al. [2] dans lequel on réalise une relation sensiblement linéaire entre l'amplitude A d'un signal de RMN et la grandeur d'un champ magnétique constant transversal H_T lequel peut être remplacé par une rotation uniforme du référentiel.

Cette relation est basée sur le fait que, loin de la saturation, l'amplitude d'un signal de RMN est proportionnelle à l'intensité d'un champ RF dont la pulsation obéit à la relation de Larmor

$$\omega_0 = \gamma H_0 . \quad (2)$$

Le dispositif est étalonné en traçant la courbe $A = f(H_T)$ H_T étant relié à la rotation du référentiel par la relation (1).

Dans un tel dispositif, la relation (1) est mise en évidence indirectement:

1° la présence du champ transversal H_T ou de la rotation correspondante modifie l'angle du champ constant H_0 et du champ alternatif appliqué, lesquels sont préalablement alignés.

2° l'existence d'une faible composante transversale du champ alternatif par rapport à la résultante de $(H_0 + H_T)$ induit un signal proportionnel à cette composante.

Nous proposons ici une expérience simple mettant directement en évidence la relation (1). Nous partons de l'expérience bien connue de précession libre de dipôles nucléaires dans le champ magnétique terrestre après prépolarisation. Dans ce dispositif, on mesure, indépendamment de toute excitation HF (excepté celle transitoire due à la coupure du champ polarisant), la fréquence de Larmor des noyaux dans un champ fixe qui est le plus souvent le champ magnétique terrestre.

Il est clair que si le référentiel (ensemble constitué par la bobine de polarisation et d'observation et l'échantillon) est en mouvement de rotation, la relation (1) s'applique et la fréquence du signal mesurée est celle qui résulte du champ terrestre et de la rotation du référentiel.

Dans l'expérience décrite ici, on a pu réaliser une rotation du référentiel ν_R à peu près uniforme et de grandeur $(5,9 \pm 0,5)$ c.p.s. ($\nu = \omega/2\pi$).

La fréquence de Larmor ν_0 des protons dans le champ terrestre, en l'absence de toute rotation du référentiel, a été déterminée par un compteur Hewlett Packard et trouvée égale à $(1963,3 \pm 0,1)$ c.p.s.

Dans notre dispositif, l'axe de rotation du référentiel fait un angle θ de 60° avec la direction du champ magnétique terrestre. Il est facile d'évaluer, par simple composition géométrique, la fréquence de précession ν^* des moments nucléaires soumis à l'action du champ terrestre et de la rotation, on trouve

$$\nu^{*2} = \nu_R^2 + \nu_0^2 - 2 \nu_R \nu_0 \cos \theta$$

ce qui donne:

$$\nu^* = 1960 \text{ c.p.s.}$$

Le résultat de 11 expériences successives faites dans un temps total de l'ordre de 2 minutes (les temps de relaxation de l'échantillon demandent à peu près 12 secondes par expérience) donnent pour ν^* (expérimental) la valeur $1960,10 \pm 0,20$ c.p.s., résultat en bon accord avec la prévision théorique à la précision de nos mesures.

Remarquons qu'on pourrait mesurer des rotations beaucoup plus petites avec un tel dispositif en utilisant un échantillon constitué par deux noyaux de nature différente couplés par une interaction indirecte J.(3). Dans un champ extérieur voisin de 0 (ou son équivalent produit par la rotation du référentiel) on peut déceler des rotations dont la grandeur est donnée par la largeur de raie des transitions observées (environ

10 microgauss, soit $4 \cdot 10^{-3}$ c.p.s. pour des liquides diamagnétiques non visqueux). Notons enfin que l'emploi simultané de deux types de noyaux permet de distinguer la contribution du champ de celle de la rotation.

Bibliographie

- [1] Journées d'Etudes sur les Gyroscopes Avancés CNES, Nov. 1964, Memorial de l'Artillerie Française 2e fasc. 1965, pp. 357–633.
- [2] M. J. MINNEMAN et al. – III, 14, ref. [1], pages 505–524.
- [3] A. ERBÉIA, C.R. Ac. Sc. 251, 1493 (1960); D. THOMSON, R. BROWN et M. BLOOM, J. Chem. Phys. 70, 3076 (1964).

Ein absolutes Zweifarben-Pyrometer

von J. F. BANTLÉ¹⁾, vorgetragen von C. FRÖHLICH
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Ein Zweifarben-Pyrometer wurde entwickelt, welches die Messung der durch das Plancksche Strahlungsgesetz definierten Temperatur mit einer absoluten Genauigkeit von $\pm 0,5^{\circ}\text{K}$ ermöglicht. Das Messprinzip beruht auf dem präzisen Vergleich der absoluten Intensitäten der Strahlung verschiedener, genau bekannter Frequenzen.

¹⁾ Verstorben am 7. März 1969.

Forme de la courbe de décroissance du signal en précession libre après prépolarisation

par A. ERBÉIA

(Laboratoire de Spectroscopie et de Luminescence
de la Faculté des Sciences de Lyon);

J. PERRENOUD et G. BÉNÉ

(Institut de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

L'intérêt de l'emploi de la précession libre après prépolarisation pour l'étude des moments nucléaires et de leurs interactions [1] nous a engagés à étudier la forme précise du signal de précession libre dans le champ magnétique terrestre [2].

Nous nous restreignons ici au cas où le champ magnétique servant à la prépolarisation est perpendiculaire au champ final de précession. L'étude expérimentale a été effectuée sur un échantillon de benzène désoxygéné dont les temps de relaxation sont bien connus et égaux à

$$T_1 = 20 \text{ secondes}$$

$$T_2 = 19 \text{ secondes} \quad \text{à } 20^{\circ}\text{C}.$$

Notons enfin que le champ de prépolarisation est assez faible (25 oersteds) pour qu'on puisse négliger l'amortissement par rayonnement.

1° Cas où le champ H de précession a une amplitude égale à celui de prépolarisation.

Dans ce cas les équations de Bloch peuvent s'écrire :

$$\dot{M}_T = -\frac{M_T}{T_2} + j \omega M_T \quad M_T = \text{Composante transversale de } M$$

$$\dot{M}_L = -\left(\frac{M_L - M_0}{T_1}\right) \quad M_L = \text{Composante longitudinale par rapport au champ de précession}$$

M_0 = aimantation d'équilibre

$$\omega = -\gamma H$$

et conduisent à la solution

$$M_T(t) = M_0 e^{-t/T_2} e^{j\omega t} \quad M_L(t) = M_0 (1 - e^{-t/T_1}).$$

On peut représenter graphiquement les amplitudes de ces composantes (fig. 1) avec

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1 - e^{-t/T_1}}{e^{-t/T_2}}.$$

2° Cas où le champ de précession est très petit devant le champ de prépolarisation.

Dans ce cas l'aimantation initiale diminue progressivement jusqu'à atteindre sa valeur d'équilibre dans le champ magnétique terrestre, et les composantes instantanées de l'aimantation n'évoluent plus selon des exponentielles.

Par rapport au cas précédent, le module de l'aimantation instantanée est diminué du module de l'aimantation longitudinale que le système aurait acquis dans le cas précédent (fig. 2).

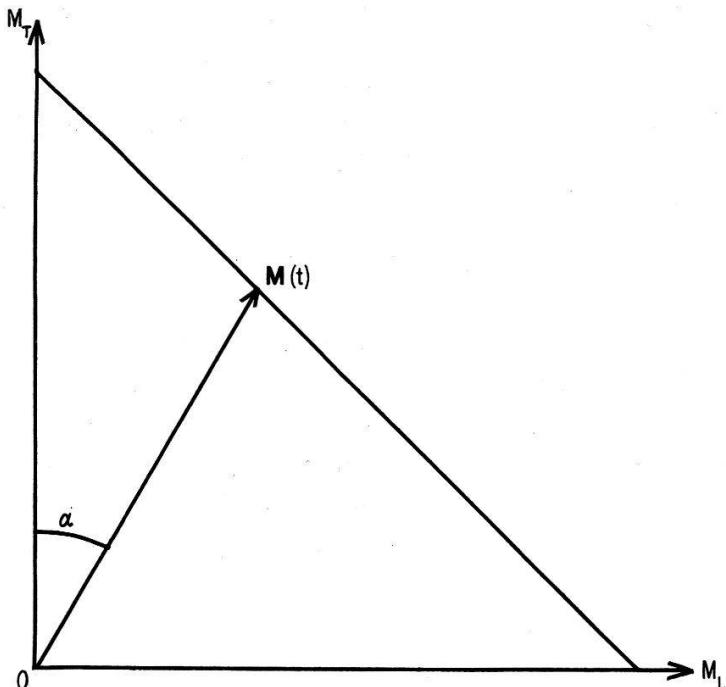


Figure 1

Evolution de l'aimantation $M(t)$ lorsque l'amplitude du champ final est égale à celle du champ initial (avec $T_1 = T_2$).

On peut donner de ce phénomène une interprétation simple: l'aimantation effective $M_e(t)$ dans ce second cas est à chaque instant donnée par l'aimantation du premier cas diminuée de l'effet de la relaxation spin réseau sur le module instantané de $M(t)$.

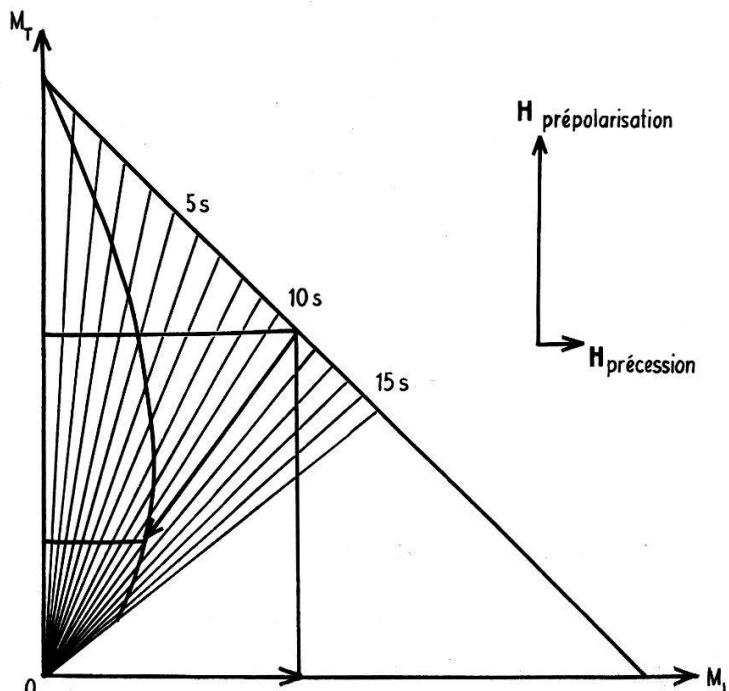


Figure 2

Construction permettant d'obtenir l'aimantation effective $M_e(t)$ dans le deuxième cas.

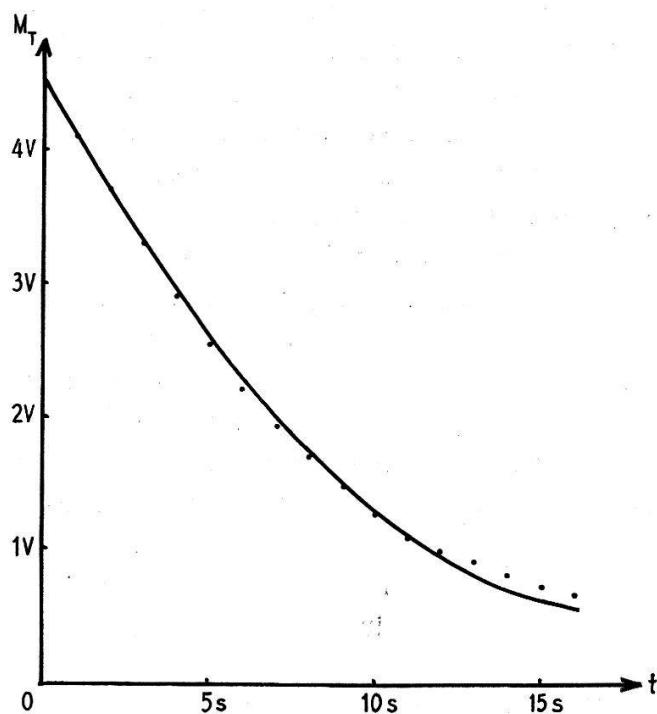


Figure 3

Comparaison de la courbe théorique de décroissance de l'amplitude du signal aux résultats expérimentaux.

Les composantes de $M_e(t)$ peuvent s'écrire

$$M_{eT}(t) = M_0 (1 - \sin \alpha) e^{-t/T_2}$$

$$M_{eL}(r) = M_0 (1 - \sin \alpha) (1 - e^{-t/T_1}).$$

Cette interprétation a été appliquée, comme indiqué ci-dessus, au signal de précession libre du benzène.

Dans ce cas où T_1 est différent de T_2 (quoique très voisin), l'application de cette méthode donne la courbe en traits pleins de la fig. 3 qu'on peut comparer aux points expérimentaux donnés sur ce même diagramme.

Bibliographie

- [1] M. MERCK, R. SÉCHEHAYE, A. ERBÉIA et G. J. BÉNÉ, XIV Colloque Ampère Ljubljana, sept. 1966, North Holland Publ. Co., pages 952–956.
- [2] E. HILTBRAND, B. BORCARD, R. SÉCHEHAYE, A. ERBÉIA et G. J. BÉNÉ, Helv. phys. Acta 40, 789 (1967).

Zum Problem des «Schwarzen Strahlers» im fernen Ultrarot

von H. P. BALTES und F. K. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Im Gebiet des fernen Ultrarot und der Submillimeterwellen treten bei der Berechnung des Emissionsvermögens eines Hohlraumstrahlers (HRS) Probleme auf, welche unseres Erachtens bei den wenigen bisher für den genannten Spektralbereich konstruierten Strahlungnormalen [1, 2] ungenügend berücksichtigt worden sind. Beim Ein- und Auskoppeln der Strahlung durch die Wände bzw. das Loch des HRS zeigen sich nämlich Resonanz- und Impedanzanpassungsphänomene, welche die spektrale Strahlungsleistung wesentlich beeinflussen können. Ferner wird selbst für einen geschlossenen Hohlraum mit laborüblichen Abmessungen die Strahlungsdichte im fernen Ultrarot durch das Plancksche Strahlungsgesetz nicht richtig beschrieben, da die zu der Frequenzdichte $D d\nu \sim \nu^2 d\nu$ führende Näherung der Anzahl Eigenschwingungen nur für den Grenzfall kleiner Wellenlängen λ gültig ist.

Zur Klärung der Impedanz- und Resonanzprobleme studierten wir den nicht-idealnen HRS am Modell des eindimensionalen, asymmetrischen Fabry-Perot-Resonators (FP). Dabei werden die Wände des HRS durch die Rückwand des FP mit dem Reflexionsvermögen R_1 und das Loch des HRS durch die Vorderwand des FP mit dem Reflexionsvermögen R_2 ersetzt. Strahlung mit der Intensität I_0 mit einer Photonendichte entsprechend der Temperatur T wird durch die Rückwand des FP eingekoppelt und durch die Vorderwand an die Umgebung mit der Intensität I abgegeben. Eine einfache Rechnung ergibt für I/I_0 :

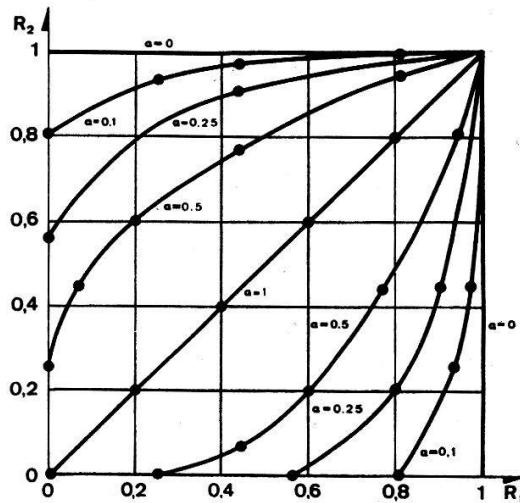
$$I/I_0 = (1 - R_1) (1 - R_2) \left\{ (1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4 \sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \frac{2 \pi d}{\lambda} \right\}^{-1}$$

wobei d die Länge des FP darstellt. Die maximale abgegebene Intensität I_{max} tritt unabhängig von R_1 und R_2 bei den Resonanzen $\lambda^{-1} = k/2 d$ mit $k = 1, 2, 3, \dots$ des

FP auf. Man kann daher die Resonanzen eines HRS abschätzen, indem man die Resonanzen eines abgeschlossenen HRS mit ideal reflektierenden Wänden berechnet. Figur 1 zeigt die Strahlungsausbeute $I_{max}/I_0 = a$ für alle möglichen Wandqualitäten R_1 und Lochgrößen R_2 . Nur bei idealer Impedanzanpassung $R_1 = R_2$ erhält man die volle Strahlungsausbeute. HRS mit schlecht reflektierenden Wänden ($R_1 \approx 0$) und kleinem Loch ($R_2 \approx 1$), wie sie für den optischen Bereich [3] angestrebt werden, sind für das ferne Ultrarot kaum geeignet. Abgesehen von der geringen Strahlungsausbeute a führt die Beugung am Loch zu einer stark wellenlängenabhängigen Auskopplungsimpedanz (R_2), welche ihrerseits zu entsprechenden Unregelmässigkeiten in der Emis-

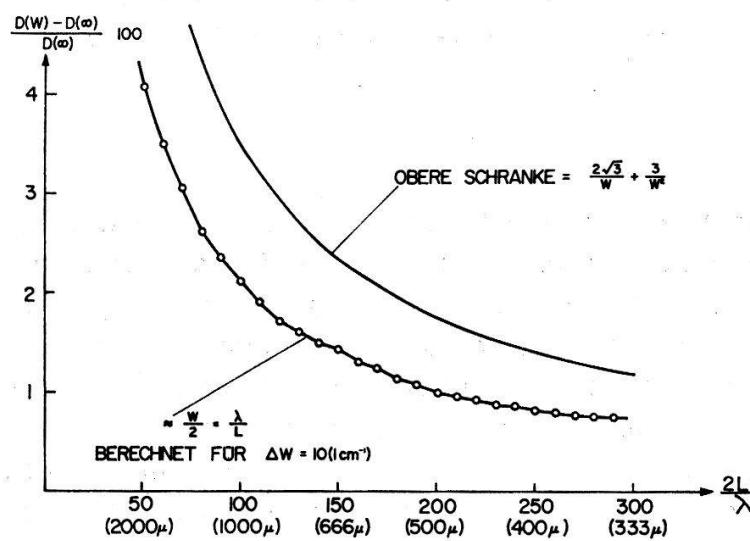
Eindimensionales Modell des Hohlraumstrahlers

$$\text{Impedanzanpassung: Loch } (R_2) - \text{Wand } (R_1) \quad a (R_1, R_2) = I_{max}/I_0$$



Figur 1

Emissionsausbeute bei verschiedenen Impedanzanpassungen Wand–Loch für das Fabry-Perot-Modell des Hohlraumstrahlers.



Figur 2

Relative Abweichung der Eigenfrequenzdichte des Würfels mit ideal reflektierenden Wänden von der für das Plancksche Gesetz maßgebenden Dichte. Wellenlängen λ für $L = 5$ cm sind als Beispiel angegeben.

sion des HRS führt. Ein breitbandiger HRS für das ferne Ultrarot benötigt daher einigermassen schwarze Wände und ein relativ grosses Loch.

Obschon Konen oder Zylinder als HRS besser geeignet sind, bestimmten wir aus mathematischen Gründen die Abweichung der Frequenzdichte eines Würfels von derjenigen, welche dem Planckschen Gesetz zugrunde liegt. Für einen Würfel mit ideal reflektierenden Wänden und der Kantenlänge L berechneten wir diese Abweichung als Funktion von $W = 2L/\lambda$ mit Stützstellenabständen von $\Delta W = 2$ bis 10 für die ersten 30000000 Eigenfrequenzen. Das Ergebnis für den Fall $\Delta W = 10$, welcher dem spektralen Auflösungsvermögen der heutigen Spektrometer angepasst ist, ist aus Figur 2 zu ersehen. Die relative Abweichung $(D(W) - D(\infty))/D(\infty)$ beträgt unter diesen Umständen etwa $W/2 = \lambda/L$. Gleichzeitig ist in Figur 2 die von der Zahlentheorie gelieferte [4] obere Schranke angegeben: $\sqrt{12} W^{-1} + 3 W^{-2}$. Die Emissionsverluste wegen Fehlanpassungen der Einkopplungs- und Auskopplungsimpedanzen des würfelförmigen realen HRS können nachträglich berücksichtigt werden und führen zu einer Glättung der Emissionskurve.

Herr U. WEISNER, Institut für Operations Research an der ETH Zürich, war uns bei der Aufstellung des Computerprogramms zur Berechnung der Frequenzdichte behilflich.

Literatur

- [1] A. J. LICHTENBERG, S. SESNIC, J. Opt. Soc. Am. 56, 75 (1966).
- [2] O. K. FILIPPOV, E. K. UKHANOV, Pribory i Tekhnika Eksperimenta No. 6, 144 (1967).
- [3] zB. T. J. QUINN, Brit. J. Appl. Phys. 18, 1105 (1967).
- [4] H. RADEMACHER, Lectures on Elementary Number Theory, N.Y. 1964.

Ballon-Interferometer zur Messung der Sonnenstrahlung mit Wellenlängen zwischen 10 μ und 1 mm

von P. STETTLER und F. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

und E. A. MÜLLER

(Observatorium Genf)

Um die Temperaturschichtung der äusseren Sonnenatmosphäre zu ermitteln, muss die kontinuierliche Strahlungsintensität im nahen Ultravioletten und im fernen Ultrarot ($\lambda = 10 \mu - 1 \text{ mm}$) bekannt sein [1]. Letztere wird wegen der Rotationen der H_2O -Moleküle in der Erdatmosphäre fast vollständig absorbiert, was deren Messung nur in grossen Höhen erlaubt. Der grosse Spektralbereich von 2 Dekaden macht den Einsatz eines konventionellen Gitterspektrometers, dessen Spektralbereich ca. 1 Oktave pro Gitter beträgt, sowie eines Michelson-Interferometers, dessen Beamsplittercharakteristik sehr stark von der Wellenlänge abhängt, problematisch [2, 3]. Bei einem Lamellargitter-Interferometer erfolgt die Strahlungsteilung an der Wellenfront durch zwei gegenseitig verschiebbare verspiegelte Lamellensätze. Sein Wirkungsgrad ist daher oberhalb einer durch die Beugung gegebenen Grenzwellenlänge nahezu ideal. Das am Detektor gemessene Interferogramm ist im wesentlichen die Fourier-Trans-

formierte des gesuchten Spektrums [4]. Das von uns konstruierte Lamellargitter-Interferometer mit niederer spektraler Auflösung (optimal $0,3 \text{ cm}^{-1}$) wird in die Ballongondel des Observatoire de Genève eingebaut und voraussichtlich im September mit einem Ballon der CNES in eine Höhe von 30 km gebracht. Das Gerät befindet sich unter einer bis 10^{-4} Torr vakuumdichten Haube aus Glasfaserstoff-Sandwich. Beim Aufstieg wird das Interferometer wegen der Luftfeuchtigkeit unter Vakuum gehalten und erst auf Messhöhe durch automatisches Öffnen eines Deckels auf dem Teleskop dem Aussendruck ausgesetzt. Trotz den relativ grossen Abmessungen von $800 \times 750 \times 400 \text{ mm}^3$ wiegt das Interferometer nur 35 kg. Dies wurde erreicht dank der Konstruktion der Grundplatte aus Elektron, der Verwendung von Perunal für die Präzisionsmechanik und der Sandwichtechnik bei der Vakuumhaube.

Literatur

- [1] O. GINGERICH, C. DE JAGER, Solar Physics 3, 5 (1965).
- [2] R. BEER, J. de Phys. C2 – 113 (1967).
- [3] J. GAY et al., Astrophys. Letters 2, 169 (1968).
- [4] J. CONNES, Rev. d'Opt. 2, 45, 116, 231, 271 (1961).

High-Field Electron Drift Velocities and Current Densities in Silicon

by R. JAGGI and H. WEIBEL

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon/ZH)

For homogeneous semiconductors like silicon and germanium the results of non-ohmic I-V measurements up to very high electric fields fit well to the empirical relation

$$E = \frac{\varrho_0 J}{1 - \varphi J^2} \quad (1)$$

where the electric field $E = V/L$ and the average current density $J = I/F$ are determined from the directly measured quantities, voltage V, current I, cross-section F, and length L; ϱ_0 is the Ohmic resistivity and the parameter φ is related to the saturation value of the current density J_c by $\varphi = J_c^{-2}$.

The effective conductivity

$$\sigma = \frac{J}{E} = \sigma_0 (1 - \varphi J^2) = \sigma_0 \left(1 - \frac{J^2}{J_c^2}\right) \quad (2)$$

allows a linear plot of σ versus J^2 . The extrapolation to $J = 0$ and to $\sigma = 0$ gives the Ohmic conductivity σ_0 and J_c^2 , respectively.

In terms of the drift velocity $v = J/N e$, (1) can be written

$$E = \frac{v/\mu_0}{1 - (v^2/v_c^2)}, \quad (3)$$

and from (3) follows an effective mobility

$$\mu = \frac{v}{E} = \mu_0 \left(1 - \frac{v^2}{v_c^2}\right) \quad (4)$$

where μ_0 is the zero-field mobility, and v_c the saturation drift velocity. Analogous to (2) a plot of μ versus v^2 should give a straight line.

Such a plot is presented in Figure 1 for the drift velocities of electrons in silicon measured by a time-of-flight technique [1]. Within about $\pm 7\%$ the experimental points are scattered around one straight line whose extrapolation to $v = 0$ and to $\mu = 0$ yields $\mu_0 = (0.145 \pm 0.01) \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ and $v_c = (1.18 \pm 0.04) \times 10^5 \text{ ms}^{-1}$, respectively. Compared with this value, saturation drift velocities deduced from I-V measurements of several authors are considerably lower. This behaviour was attributed to a geometry-dependence of the parameter $\varphi = J_c^{-2}$ [2]. This was confirmed by our own experiments on plates of $1 \Omega \text{cm}$ n -type silicon [3]. Over a range of different thicknesses d there was in good approximation $\varphi \text{ prop. } d^{-1}$ and consequently $J_c = N e v_c \text{ prop. } d^{1/2}$, which, of course, can no longer hold for arbitrarily thick samples.

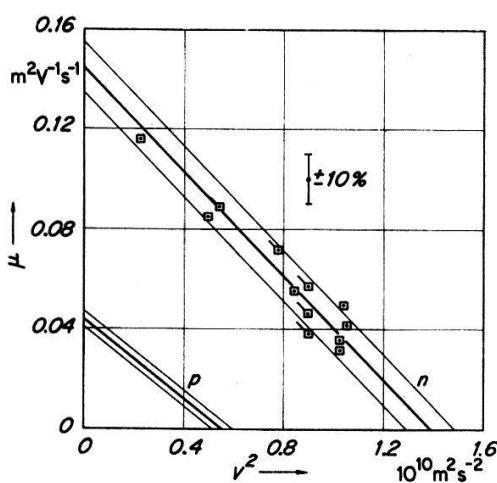


Figure 1

Electron mobility $\mu = v/E$ versus v^2 at room temperature calculated from NORRIS and GIBBONS' time-of-flight drift velocity measurements [1] on samples Nos. 5 and 6. For comparison the results for holes are included (line p).

Several series of I-V pulse measurements on dumb-bell shaped cylinders of $10 \Omega \text{cm}$ n -type silicon revealed a dependence of the parameter φ upon the cylinder radius a as shown in Figure 2 [4]. Within the limits indicated there is again $\varphi \text{ prop. } a^{-1}$ for small radii, and above a characteristic radius $a_c \approx 2 \times 10^{-4} \text{ m}$ there is in good approximation $\varphi \text{ prop. } a$. The minimum value of $\varphi \approx 2 \times 10^{-14} \text{ m}^4 \text{ A}^{-2}$ corresponds to a maximum value of $v_c \approx 1 \times 10^5 \text{ ms}^{-1}$ in remarkably close agreement with the time-of-flight data [1].

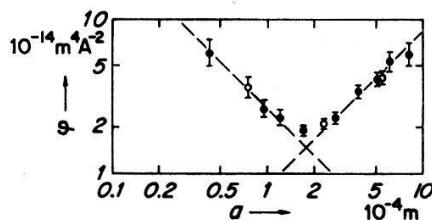


Figure 2

Parameter φ versus cylinder radius a at 293°K for two single crystals ($[111] \parallel$ cylinder axis) of $10 \Omega \text{cm}$ n -type silicon.

There is no discrepancy between saturation drift velocities \hat{v}_c as material constants and the geometry-dependent saturation current densities $J_c = \varphi^{-1/2}$. If we accept that for $E \rightarrow \infty$ a limiting drift velocity \hat{v}_c exists, then we have to conclude for long cylinders $L \gg a + a_c$, that starting with a homogeneous axial current density in the Ohmic case, in high electric fields the current distribution becomes more and more inhomogeneous. This results in reduced values $J = I/F$ as averages over the respective current profiles.

References

- [1] C. B. NORRIS JR. and J. F. GIBBONS, IEEE Transactions on Electron Devices ED 14, 38 (1967).
- [2] R. JAGGI, J. Phys. Chem. Solids 29, 1699 (1968).
- [3] R. JAGGI, H. KELLER, and H. WEIBEL, Helv. phys. Acta 41, 1291 (1968).
- [4] Presented at the Meeting of the German Physical Society in Munich, March 19, 1969.

Die Diffusion der Verdampfungsneutronen im IGY-Neutronenmonitor

von U. WALTHER und H. DEBRUNNER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Um die zeitlichen Variationen der primären kosmischen Strahlung oberhalb der Atmosphäre zu erfassen, werden seit dem Geophysikalischen Jahr in weltweitem Rahmen IGY-Neutronenmonitore eingesetzt [1, 2]. In der letzten Zeit sind nun grosse Anstrengungen gemacht worden, die Neutronenproduktion und Neutronendiffusion in diesem Standarddetektor quantitativ zu erfassen und die gemessenen Zählraten mit dem primären Spektrum oberhalb der Atmosphäre zu korrelieren.

Zur Bestimmung der Neutronendiffusion haben PEARCE und FOWLER [3] den Monitor in voneinander unabhängige, zylindrische Einheiten zerlegt, die je aus einem BF_3 -Zählrohr, einem Paraffinmoderator, einem Bleimantel und einer Paraffinabschirmung bestehen. Dass Neutronen von einer Moderatoreinheit in eine andere diffundieren können, wird bei dieser Approximation vernachlässigt.

Verschiedentlich ist der Monitor auch als ein homogenes Gemisch angenommen worden (siehe beispielsweise [4]). Dabei kann der Mischung eine Moderatoreinheit, bestehend aus BF_3 -Zählrohr und Paraffinmoderator, oder der gesamte Kern des Monitors zugrunde gelegt werden. Die charakteristischen Daten der Neutronendiffusion sind für beide Annahmen in der Tabelle festgehalten.

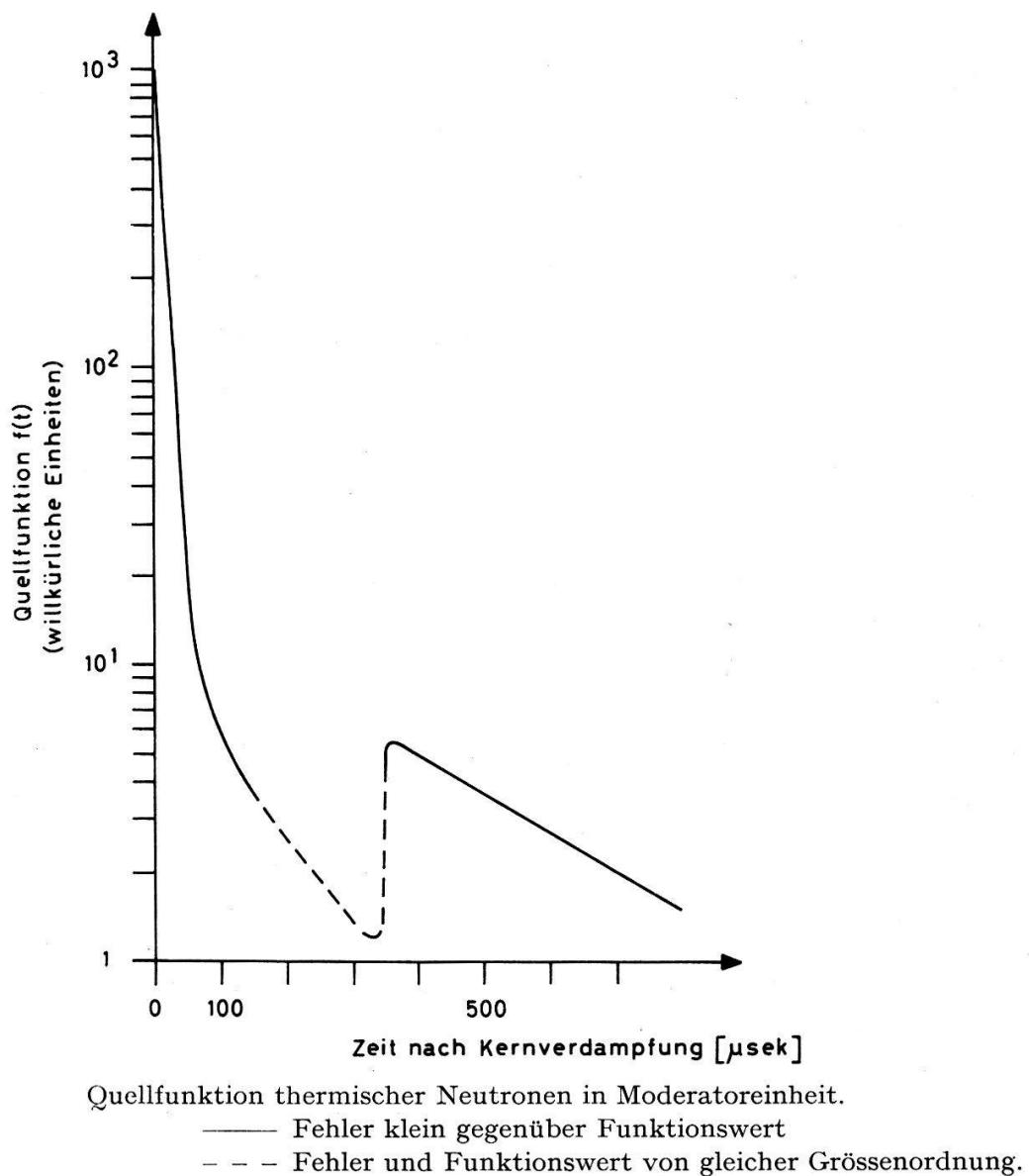
Wird nun die zeitliche Verteilung der Neutronenregistrierungen nach einer Kernverdampfung aufgrund des homogenisierten Monitors beschrieben, so sind für die

Tabelle

Charakteristische Daten für die Diffusion von Verdampfungsneutronen in einem homogenisierten IGY-Neutronenmonitor.

	homogenisierte Moderatoreinheit	homogenisierter Kern
mittlere Dauer der Thermalisierung	6 μsek	20 μsek
mittlere Lebensdauer thermischer Neutronen	150 μsek	330 μsek

Neutronen, die kurz nach der Kernverdampfung nachgewiesen werden, die Daten der homogenisierten Moderatoreinheit zu benützen. Neutronen, die später als ungefähr 330 μ sek nach der Kernverdampfung registriert werden, müssen aber nicht in derjenigen Moderatoreinheit thermalisiert worden sein, in der sie nachgewiesen werden. Deshalb sind für sie die Daten der homogenisierten Moderatoreinheit und die Daten des homogenisierten Kerns zu berücksichtigen, wobei natürlich das Modell des homogenisierten Kerns mit zunehmender Zeit an Bedeutung gewinnt.



Diese unsere Annahme wird durch Messungen von HATTON und TOMLINSON [5] unterstützt. Wird für die thermischen Neutronen in einer Moderatoreinheit die Quellfunktion, $f(t)$, eingeführt, so kann die von diesen Autoren festgehaltene zeitliche Verteilung der nachgewiesenen Neutronen (real time distribution), $F(t)$, wie folgt interpretiert werden :

$$F(t) \sim \int_0^t f(\xi) e^{-(t-\xi)/\tau} \frac{d\xi}{\tau}. \quad (1)$$

Daraus ergibt sich:

$$f(t) \sim \left(F(t) + \tau \frac{dF(t)}{dt} \right). \quad (2)$$

Das Resultat dieser Analyse ist in der Figur dargestellt, wobei für die mittlere Lebensdauer der Neutronen in einer Moderatoreinheit der experimentelle Wert

$$\tau = 135 \mu\text{sek} \quad (3)$$

benutzt worden ist. Es zeigt sich, dass die in $t < 350 \mu\text{sek}$ nachgewiesenen Neutronen kurz nach der Kernverdampfung in die Moderatoreinheit eingespritzt worden sind, so dass ihre Dichte mit einer mittleren Lebensdauer von $135 \mu\text{sek}$ abfällt. Neutronen, die später als $t \simeq 350 \mu\text{sek}$ registriert werden, sind zum überwiegenden Teil auch später in die Moderatoreinheit eingedrungen, wobei ihre Quellfunktion entsprechend der mittleren Lebensdauer der Neutronen in einem homogenisierten Monitorkern abfällt.

Literatur

- [1] I. A. SIMPSON et al., Phys. Rev. 90, 934 (1953).
- [2] I. A. SIMPSON, *Special Report*, Institute for Nuclear Studies, University of Chicago (1955).
- [3] R. M. PEARCE und A. G. FOWLER, Journ. of Geophys. Res. 69, 4451 (1964).
- [4] U. WALTHER, *Multiplizitätsmessungen am IGY-Neutronenmonitor auf Jungfraujoch*, Lizentiatatsarbeit (1967).
- [5] C. J. HATTON und E. V. TOMLINSON, Nuovo Cim. 53B, 63 (1968).

On the Theory of Fibre-Strengthening

by B. BÜRGEL, A. J. PERRY and S. STRÄSSLER

(Brown Boveri Research Center, 5401 Baden, Switzerland)

The present note demonstrates a method of analysing the stress and strain in a composite material. The approach is characterised by the introduction firstly of a fictive force followed by a relaxing of the boundary conditions. The detailed procedure is illustrated by the following simple example.

Consider a single fibre embedded in a matrix as shown in Figure 1. When a uniform stress is applied to the matrix at infinity in the direction parallel to the fibre axis then the interaction between the fibre and the matrix is described as follows.

The action of the fibre on the matrix is represented by the fictive force $f(x)$ acting on a plane of matrix material along the fibre axis.

The fibre is assumed to be long compared to its maximum width and is therefore described by a one-dimensional approximation, i.e.

$$E_f \bar{\varepsilon}'_{11}(x) = \bar{\sigma}'_{11}(x) - \nu_f \bar{\sigma}'_{22}(x), \quad (1)$$

where the bar refers to an average in the y -direction.

The boundary-condition at the matrix-fibre interface is written as

$$\bar{\varepsilon}'_{11}(x) = \varepsilon_{11}(x, +0), \quad (2)$$

where the strain-component ε_{11} refers to the matrix.

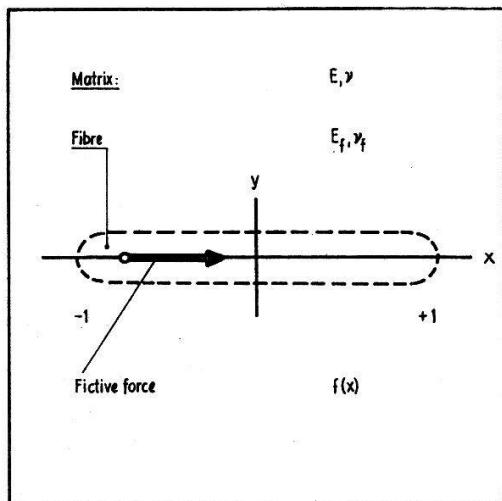


Figure 1

Single fibre embedded in an infinite plane matrix (Normalised coordinates, fibre symmetric with respect to the x -axis).

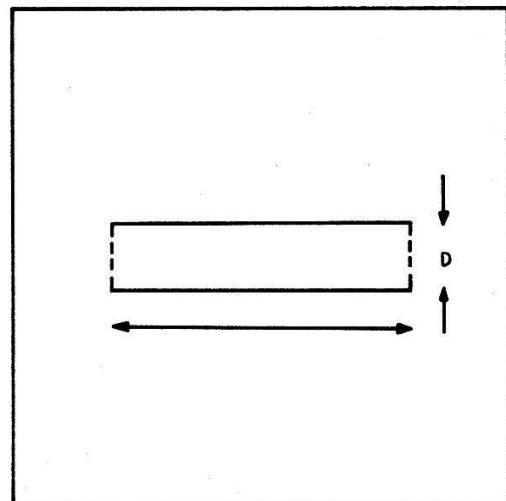


Figure 2

Rectangular fibre. Ends not bonded to matrix.

Expressing each side of (2) by the fictive force f , we get an integralequation for f

$$\left(1 - \frac{E}{E_f}\right) = A \int_{-1}^{+1} \frac{f(t) dt}{t-x} + \frac{B}{D(x)} \int_{-1}^x dt' \frac{dD}{dt'} \int_{-1}^{+1} \frac{f(t) dt}{t-t'} + \frac{C}{D(x)} \int_{-1}^x f(t) dt, \quad (3)$$

where

$$A = -\frac{1}{4\pi E} \left[(3-\nu)(1+\nu) - \nu_f(1-\nu) \frac{E}{E_f} \right]$$

$$B = \frac{3+\nu}{4\pi E_f} D(0)$$

$$C = \frac{D(0)}{2 E_f}$$

$D(x)$ = width of fibre

$\varepsilon_{11}(\infty)$ = straincomponent of matrix for $|x| \rightarrow \infty$.

To make a comparison with experiment, consider the rectangular fibre shown in Figure 2. Put $x = -\cos\psi$ ($0 < \psi < \pi$) and

$$\bar{f}(\psi) = (-A) f(x) = \operatorname{cosec} \psi \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} b_n \cos n\psi. \quad (4)$$

Then (3) reduces to the following matrix-equation for the b_n

$$2m b_m + \frac{1}{K} \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} A_{mn} b_n = \delta_{1,m}, \quad (5)$$

where

$$A_{mn} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 \left[\frac{1}{(m+n)^2 - 1} - \frac{1}{(m-n)^2 - 1} \right] \quad (m, n \text{ odd})$$

$$K = \frac{(2\nu+1)(3-\nu)}{2\pi(1+\nu)} \frac{D E_f}{L E}.$$

The numerical solution of this equation is shown in Figure 3, where f represents the fictive force in normalised form. It is seen that the calculated values are in good agreement with experiment.

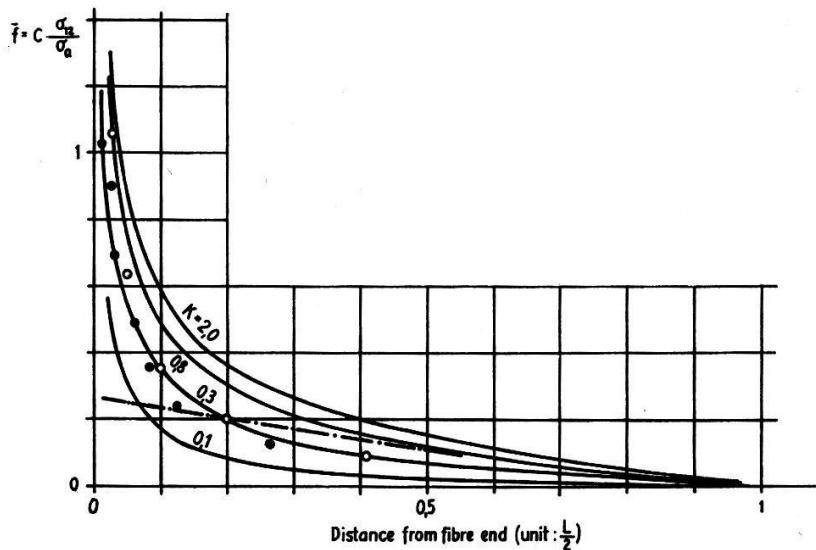


Figure 3

Normalised fictive force. Comparison of present theory with experiment.

$$C = (2, \nu + 1) (3 - \nu) / 2 \pi, \quad \sigma_{12} = -f, \quad \sigma_a = \varepsilon_{11}(\infty) E.$$

- Experimental values, $K = 0,325$. I. M. ALLISON, L. C. HOLLOWAY, Brit. J. Appl. Phys. 18, 979 (1967).
- Computer experiment (3-dimensional), $K = 0,346$. A. S. CARRARA, F. C. McGARRY, J. Comp. Mat. 2, 222 (1968).
- Theory, Cox, Brit. J. Appl. Phys. 3, 72 (1952).
- Present theory.

It is believed that this method may be extended to include a study of macroscopic properties of fibre-reinforced materials.

An extended account of this work will be published in due course.

Einfluss der μ -Mesonenkomponente auf IGY-Neutronenmonitor-Messungen

von H. DEBRUNNER und M. SCHLÄPPI

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Seit Oktober 1966 ist an der mittleren Sektion des IGY-Neutronenmonitors am Jungfraujoch ein Multiplizitätsmeter angeschlossen [1]. Um die Multiplizitätsmessungen interpretieren zu können, müssen die registrierten Zählraten auf konstante atmosphärische Bedingungen umgerechnet werden. Dazu wird für jeden Multiplizitätskanal ein sogenannter Barometerkoeffizient

$$\alpha_i = - \frac{1}{N_i} \frac{\partial N_i}{\partial p}$$

N_i : Zählrate des Kanals i

p : Barometerdruck (mm Hg)

definiert. Die entsprechenden ermittelten Werte für Jungfraujoch sind aus Tabelle 1 ersichtlich.

Nach BACHELET et al. [3], DYRING [4], DYRING und SPORRE [5] nimmt der Barometerkoeffizient der totalen Zählrate eines IGY-Neutronenmonitors mit zunehmen-

Tabelle 1
Barometerkoeffizienten α_i , gemessen am Jungfraujoch (nach WALTHER [2]).

Multiplizitätskanal	Barometerkoeffizient
1	$-(0.912 \pm 0.006) \text{ \%}/\text{mm Hg}$
2	$-(0.953 \pm 0.007) \text{ \%}/\text{mm Hg}$
3	$-(1.061 \pm 0.010) \text{ \%}/\text{mm Hg}$
4 + 5	$-(1.265 \pm 0.012) \text{ \%}/\text{mm Hg}$
6 + 7	$-(1.286 \pm 0.020) \text{ \%}/\text{mm Hg}$
≥ 8	$-(1.330 \pm 0.025) \text{ \%}/\text{mm Hg}$

der Höhe und zunehmender geomagnetischer Breite zu. Deshalb ist das Ansteigen des Barometerkoeffizienten mit der Multiplizität von verschiedenen Autoren [3] auf den Einfluss der μ -Mesonenkomponente auf Neutronenmonitor-Registrierungen zurückgeführt worden. Um diese Zusammenhänge quantitativ zu erfassen, haben wir den Einfluss der μ -Mesonenkomponente auf die Totalzählrate und die verschiedenen Multiplizitätsintensitäten des IGY-Neutronenmonitors am Jungfraujoch berechnet. Zur Bestimmung des differentiellen μ -Mesonenflusses sind die Messungen von MORONEY und PARRY [6] und ALLKOFER und TRÜMPER [7] auf Jungfraujochhöhe extrapoliert worden. Für die Produktion von Neutronen durch μ^- -Einfang in Blei sind die Daten von KAPLAN et al. [8] verwendet worden.

Tabelle 2

Relative Beiträge N^μ/N der μ -Mesonenkomponente an die Zählraten des IGY-Neutronenmonitors am Jungfraujoch .

Totale Zählrate	$10 \text{ \%} \leq N_\text{tot}^\mu/N_\text{tot} \leq 20 \text{ \%}$
Multiplizitätskanal $i = 1$	$12.0 \text{ \%} \leq N_1^\mu/N_1 \leq 22.8 \text{ \%}$
Multiplizitätskanal $i = 2$	$0.70\% \leq N_2^\mu/N_2 \leq 1.33\%$
Multiplizitätskanäle $i \geq 3$	$< 0.50\%$

Unter der Annahme, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen im Monitor 2% beträgt, ergeben sich die in Tabelle 2 aufgeführten relativen Beiträge der μ -Mesonenkomponente an die Zählraten. Daraus ist ersichtlich, dass die Multiplizitätsabhängigkeit des Barometerkoeffizienten nicht allein durch die μ -Mesonenkomponente erklärt werden kann. Deshalb folgt, dass der Barometerkoeffizient der Nukleonenkomponente auf Jungfraujochhöhe mit zunehmender Energie zunimmt.

Literatur

- [1] H. DEBRUNNER und U. WALTHER, Canad. Journ. of Phys. 46, 1140 (1968).
- [2] U. WALTHER, *Multiplizitätsmessungen am IGY-Neutronenmonitor auf Jungfraujoch*, Lizentiatatsarbeit (1967).
- [3] F. BACHELET et al., Nuovo Cim. 35, 23 (1965).
- [4] E. DYRING, *Factors Influencing Cosmic Ray Measurements with Fixed and Mobile Monitors*, Abstracts of Uppsala Dissertations in Science, 75 (Uppsala 1966).
- [5] E. DYRING und B. SPORRE, Arkiv för Geofysik 5/9, 67 (1966).
- [6] J. R. MORONEY und J. K. PARRY, Austral. J. Phys. 7, 423 (1954).
- [7] O. C. ALLKOFER und J. TRÜMPER, Z. Naturforsch. 199, 1304 (1965).
- [8] N. KAPLAN et al., Phys. Rev. 112.1, 976 (1958).