Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 40 (1967)

Heft: 7

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Schaffhausen, vom 30. September und 1. Oktober 1967

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: 15.12.2025

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

© 1967 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft
Société Suisse de Physique – Società Fisica Svizzera
Nachdruck verboten – Tous droits réservés – Printed in Switzerland

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Schaffhausen, vom 30. September und 1. Oktober 1967

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. J.-M. JAUCH, Genf

Administrativer Teil

1. *Mitglieder*

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: Fräulein R. BAUMANN (Zürich) und die Herren F. BADOUX (Zürich), H. U. BEYELER (Zürich), H. KNOTH (Zürich), P. B. SCHEURER (Genf), H. P. SCHWOB (Basel), A. SIMMEN (Basel), R. STEBLER (Winterthur), H. STEFFEN (Zürich), N. SZABO (Zürich), R. K. WEHNER (Zürich), A. WENGER (Lausanne), R. ZBINDEN (Binningen).

Damit zählt die Gesellschaft 771 Mitglieder.

2. *Gründung einer Europäischen Physikalischen Gesellschaft (EPG)*

Herr Prof. Dr. K. P. MEYER als Präsident des Arbeitsausschusses zur Prüfung der mit diesem Projekt zusammenhängenden Fragen teilt mit, dass die Gründung der Europäischen Physikalischen Gesellschaft (EPG) Ende September 1968 in Florenz stattfinden soll. Er berichtet über den Zweck, die Organisation, die Statuten und verschiedene Formen der Mitgliedschaft der EPG. Ausser Kollektivmitgliedschaften der nationalen physikalischen Gesellschaften sind auch Direktmitgliedschaften einzelner Physiker vorgesehen. Der Vorstand der SPG trifft Vorbereitungen, um den Beitritt der SPG zur EPG der Vollversammlung der SPG im Frühjahr 1968 zu unterbreiten.

3. *Beziehungen zur Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft (SNG)*

Die Schweizerische Naturforschende Gesellschaft hat an der Herbsttagung 1967 in Schaffhausen die Schaffung einer kollektiven Teilmitgliedschaft für Mitglieder Schweizerischer Naturwissenschaftlicher Gesellschaften beschlossen. Die Teilmit-

gliedschaft bei der SNG bezweckt die Information der Mitglieder der Fachgesellschaften über die Tätigkeit der SNG. Die Teilmitglieder erhalten die Einladungen für die Veranstaltungen der SNG und nehmen an ihren Verhandlungen ohne Stimmrecht teil. Die Schweizerische Chemische Gesellschaft hat die Teilmitgliedschaft der SNG für Ihre Mitglieder bereits erworben. Der Vorstand der SPG trifft Vorbereitungen, um die Erwerbung der Teilmitgliedschaft bei der SNG der Vollversammlung der SPG im Frühjahr 1968 zu unterbreiten.

4. *Zusammenarbeit zwischen der SPG und der Industrie*

An der Frühjahrstagung 1967 der SPG in Bern wurde eine Kommission der SPG zur Förderung der Beziehungen zwischen der Industrie und der Hochschule von Vertretern der Industrie und dem Vorstand der SPG gewählt. Zu dieser Kommission gehören die Herren

Prof. Dr. P. DINICHERT, Neuchâtel
Prof. Dr. F. K. KNEUBÜHL, Zürich
Prof. Dr. K. P. MEYER, Bern
Dr. K. VON PLANTA, Basel
Dr. U. SPYCHER, Zumikon

An der SPG-Herbsttagung 1967 in Schaffhausen berichtet die Kommission über die Schaffung einer Stellenvermittlung für Mitglieder der SPG, für die vorläufig der Sekretär der SPG,

Prof. Dr. F. K. KNEUBÜHL, Zürich

die Verantwortung übernimmt. Die Stellenvermittlung ist vertraulich und soll immer von einem vollamtlich an einer Hochschule tätigen Vorstandsmitglied der SPG verwaltet werden.

Im Einvernehmen mit dem Vorstand der SPG erstrebt die Kommission einen Informationsaustausch zwischen Industrie und Hochschule unter Beiziehung des Vororates und des Schweizerischen Wissenschaftsrates. Zweck dieses Informationsaustausches ist es, Arbeitsgemeinschaften, Forschungsaufträge und anderweitige Zusammenarbeit zu fördern.

5. *Mitgliederbeiträge*

Der Vorstand der SPG befasst sich mit dem Problem der Mitgliederbeiträge, welche im Zusammenhang mit den voraussichtlichen Kollektivmitgliedschaften bei der Europäischen Physikalischen Gesellschaft und der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft erhöht werden müssen. Der Vorstand der SPG wird an der Frühjahrstagung 1968 der Vollversammlung der SPG eine neue Festsetzung der Mitgliederbeiträge vorschlagen. Die jetzigen Mitgliederbeiträge wurden 1961 festgelegt.

6. *SPG-Frühjahrstagung 1968*

Die Frühjahrstagung 1968 der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft findet am 19. und 20. April 1968 am Institut für exakte Wissenschaften der Universität in *Bern* statt.

Allgemeine Physik

Résonance magnétique nucléaire de Cl^{35} en solution avec des ions paramagnétiques

par Mme F. Barbalat-Rey, G. Béné et M. Peter
(Institut de Physique Expérimentale, Université de Genève)

La mesure du déplacement Knight de l'aluminium [1] dans des alliages avec les terres rares a montré que la constante d'interaction hyperfine spin nucléaire-spin électronique change de signe au cours de la période des lanthanides. Le travail de Lewis et al. [2] met en évidence un phénomène analogue pour la résonance nucléaire de O^{17} de solutions de perchlorates de terres rares. Nous avons entrepris une étude semblable sur le chlore 35 en solution avec des ions terres rares trivalents et aussi avec du cobalt divalent.

Les mesures ont été effectuées avec un spectromètre Varian VF16 et un aimant 12″, en utilisant la méthode des bandes latérales. Le déplacement de la raie de RMN de Cl^{35} est pris par rapport à celle de Cl^- en milieu diamagnétique, et nous avons choisi comme référence interne le noyau chlore de l'ion ClO_4^-. La température de nos échantillons, de forme sphérique, varie de 0 à 70 °C.

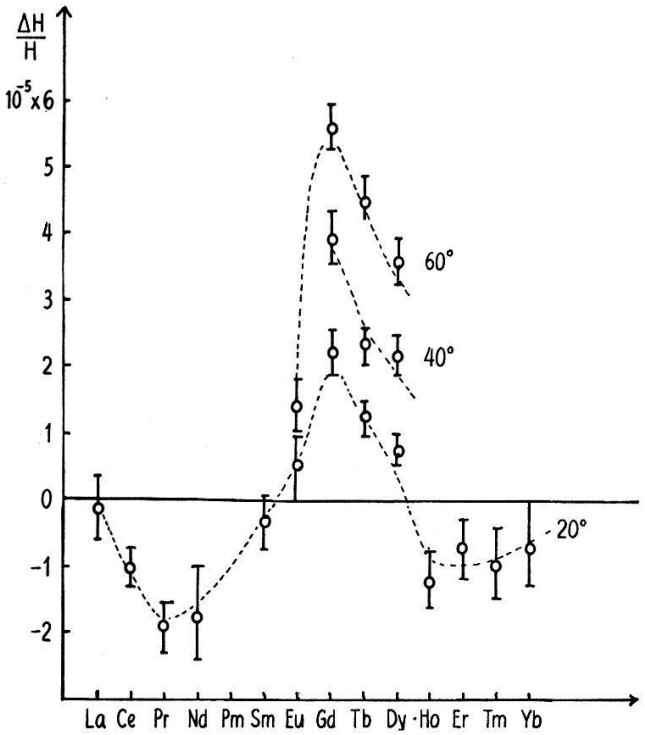


Figure 1

Déplacement de la raie de RMN de Cl^{35} dans des solutions molaires de $LnCl_3$, en fonction du numéro atomique des lanthanides. Les déplacements vers les champs élevés sont portés positivement. Les pointillés relient les mesures faites aux températures indiquées (en d °C).

La figure 1 donne les déplacements relatifs $\Delta H/H$ de la raie de Cl^{35} en fonction du numéro atomique des lanthanides. Nous observons un changement de signe de $\Delta H/H$ au niveau du samarium, en accord avec les travaux précédents [1] [2]. Il peut s'interpréter par l'interaction de configuration [2] [3]. Le déplacement mesuré en présence de Ho, Er, Tm, et Yb se fait vers les champs faibles, en contradiction avec le résultat de Lewis: au déplacement d'échange peut se superposer un déplacement dipolaire, difficile à évaluer. De la variation thermique de $\Delta H/H$ nous tirons l'énergie mise en jeu par la formation du complexe chimique chlore-lanthanide (en calories par mole et par degré):

$$W(Eu) = 2.160;\ W(Gd) = 7.200;\ W(Tb) = 7.300;\ W(Dy) = 8.800\,.$$

Des déplacements du chlore en présence de Co^{++} en fonction de la concentration Cl^- [4], nous concluons à la formation des complexes $(CoCl)^+$ et $(CoCl_4)^{--}$. Les droites tracées sur la figure 2 correspondent à une énergie de formation du complexe monochloré $W_1 = 2.500$ cal et du complexe tétrachloré $W_4 = 800$ cal. La constante d'interaction hyperfine est trouvée égale à $A_1/h = 10^8$ c/s pour le complexe $(CoCl)^+$. (NARATH [5] donne $A/h = 1{,}5\ 10^7$ c/s pour $CoCl_2$, $2H_2O$ cristallisé).

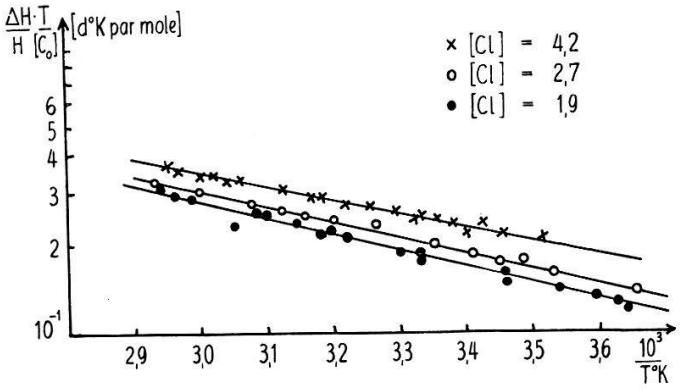


Figure 2

Déplacement de la raie de Cl^{35} en solution de $CoCl_2$, ramené à la concentration $[Co] = 1$, en fonction de l'inverse de la température absolue.

L'interprétation de la variation de la largeur de raie en fonction de la température nous est donnée par SWIFT et CONNICK [6]. Pour le complexe $(CoCl)^+$ (concentration de $[Cl^-] = 1{,}9$ et 2,7 M), la largeur de raie (proportionnelle à l'inverse du temps de relaxation T_{2p}) est la somme de deux termes: l'un proportionnel au carré de la fréquence $\Delta\,\omega_M^2\,\tau_M$ et l'autre $1/T_{2M}$ dépendant du temps de relaxation électronique T_{1s} de l'ion Co^{++}. La figure 3 est construite avec un temps de vie du complexe de $2 \cdot 10^{-8}$ s à 20 °C, une variation d'enthalpie de $\Delta H = 6.500$ calories et une variation d'entropie $\Delta S = +\,6{,}5$; le temps de relaxation T_{1s} égale $2 \cdot 10^{-13}$ s, et l'énergie d'activation apparente correspondante $W_s = 12.000$ calories. Dans des conditions un peu différentes LUZ et MEIBOOM [7] trouvent $T_{1s} = 5 \cdot 10^{-13}$ s et $W_s = 1.000$ cal.

Pour la solution la plus concentrée en chlore 4,2 M la raie est élargie par la présence du complexe tétrachloré. La contribution de $(CoCl_4)^{--}$ dépend de T_{1s}, de la constante d'interaction hyperfine, et de la constante d'équilibre chimique. En supposant la constante d'échange A_4/h du même ordre de grandeur que A_1/h, nous trouvons

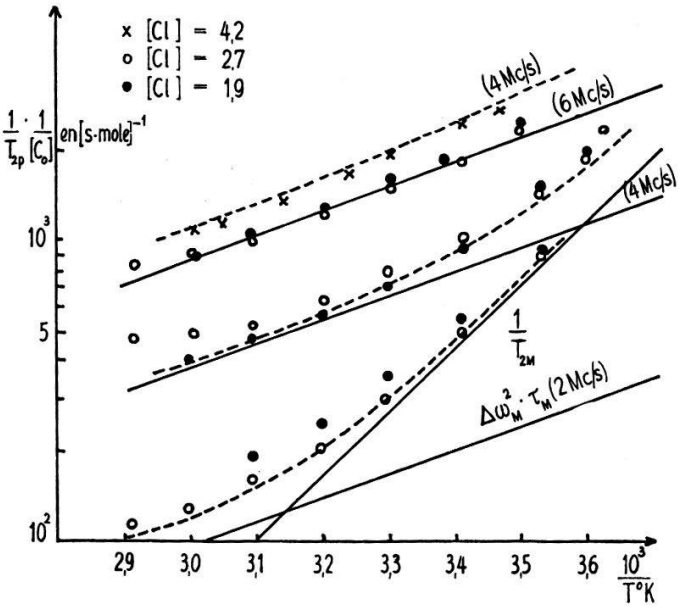


Figure 3

Inverse du temps de relaxation en fonction de $1/T\,°K$ pour différentes concentrations de Cl^-, mesuré aux fréquences: 2, 4 et 6 Mc/s.

pour la constante d'équilibre $k_4 = 2 \cdot 10^{-5}$ et pour T_{1s} la valeur $7 \cdot 10^{-13}$ s avec une énergie d'activation de 5.000 calories.

Cette étude a été subventionnée par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

Bibliographie

[1] V. Jaccarino, B. T. Matthias, M. Peter, H. Suhl and J. H. Wernick, Phys. Rev. Lett. *5*, 251 (1960).
[2] W. B. Lewis, J. A. Jackson, J. F. Lemous, H. Taube, J. Chem. Phys. *36*, 694 (1962).
[3] R. G. Shulman, *Magnetic Properties of Metals and Alloys* (American Society for Metals, Cleveland, Ohio, 1959).
[4] D. B. Chesnut, J. Chem. Phys. *33*, 1234 (1960).
[5] A. Narath, Phys. Rev. *140*, 552 (1965).
[6] T. J. Swift, R. E. Connick, J. Chem. Phys. *37*, 307 (1962).
[7] Z. Luz, S. Meiboom, J. Chem. Phys. *40*, 1058 (1964).

Formes de raies dans la precession libre à haute sensibilité en résonance magnétique nucléaire

par E. Hiltbrand, B. Borcard, R. Sechehaye, A. Erbeia et G. J. Béné
(Institut de Physique Expérimentale, Université de Genève)

Une augmentation considérable de la sensibilité de dispositifs à précession libre, notamment par l'augmentation du facteur de qualité Q de la bobine, a rendu possible l'observation de résonances protoniques résultant de l'interaction indirecte $^{13}C_6$-$^1H_1$, à la concentration naturelle du $^{13}C_6$, dans des liquides organiques simples [1, 2].

Cette augmentation de sensibilité est accompagnée de divers phénomènes secondaires que nous nous proposons d'analyser brièvement ici.

1. *Déformation de la courbe de résonance*

Le signal de résonance obtenu en régime transitoire est, lorsque la bande passante du récepteur est assez large, une exponentielle de constante de temps T_2 (temps de relaxation spin-spin), ce qu'on déduit aisément des équations de Bloch.

L'importance de l'amortissement par rayonnement cohérent («radiation damping») qui se superpose ici à l'effet de relaxation modifie considérablement la courbe de décroissance qui s'écarte appréciablement d'une exponentielle (figure 1).

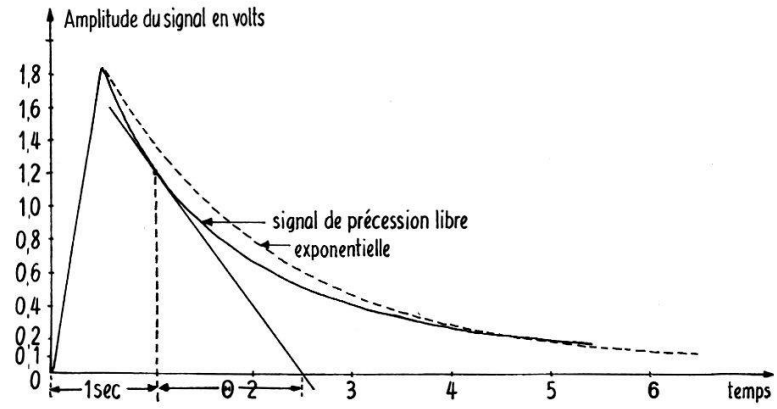


Figure 1

Courbe de décroissance du signal de précession libre et comparaison avec une exponentielle.

Pour comparer des courbes de décroissance correspondant à des paramètres différents, nous appellerons θ la grandeur de la sous-tangente en un point situé à une seconde du début du signal (figure 1).

2. *Elargissement de la raie de résonance*

Bloembergen et Pound [3] ont calculé la constante de temps

$$\tau_r = (2\,\pi\,\eta\,\gamma\,M_p\,Q)^{-1} \tag{1}$$

due à l'amortissement par rayonnement cohérent (η = facteur de remplissage, γ = rapport gyromagnétique des noyaux, M_p = amplitude de l'aimantation).

G. Bonnet [4] a montré plus récemment que la formule (1) peut être améliorée en remplaçant M_p par la projection M_x du moment magnétique dans le plan perpendiculaire au champ de précession $\boldsymbol{H}_t$ (le champ terrestre dans nos expériences). On peut alors écrire la formule (1):

$$\tau_r = (2\,\pi\,\eta\,\gamma\,M_p\,Q)^{-1}\,M_p/M_x\,. \tag{2}$$

Il résulte de cette dernière expression que τ_r varie au cours du temps le long de la courbe de décroissance comme M_p/M_x. Lorsque l'aimantation a pris sensiblement la direction du champ terrestre $M_p/M_x \to 1$ et l'on a la formule (1).

L'amortissement par «radiation damping» augmente donc la largeur de raie que l'on peut définir par:

$$1/\theta = 1/T_2 + 1/\tau_r\,. \tag{3}$$

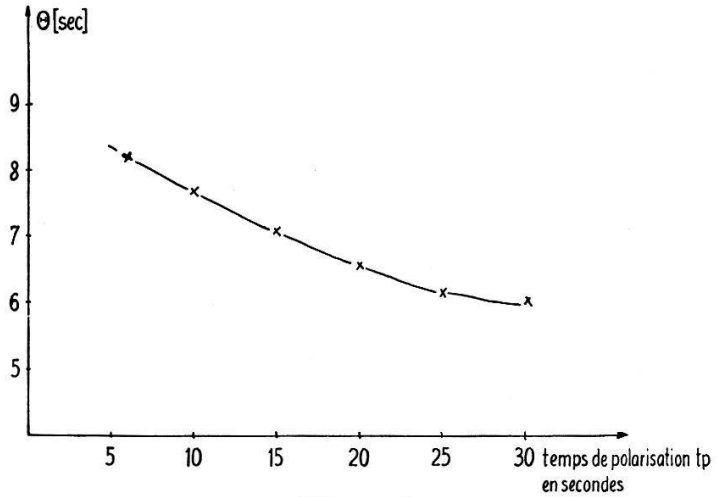


Figure 2

Evolution de θ avec le temps de polarisation t_p, pour du benzène.

Il ressort des formules (1) et (2) que la largeur effective de la raie (définie par le paramètre Q) variera avec la grandeur du temps de polarisation t_p tant qu'il reste inférieur à 2 ou 3 fois T_1 (temps de relaxation spin-réseau). C'est ce que montre la figure 2.

3. *Influence de l'orientation relative de la bobine et du champ magnétique terrestre*

On s'attend normalement à observer un maximum de signal, et en même temps un minimum de θ, lorsque la bobine forme un angle droit avec $\boldsymbol{H}_t$.

Il est remarquable de noter que le signal maximum apparaît pour une orientation de la bobine voisine de la normale mais telle que le vecteur $\boldsymbol{M}_p$ soit légèrement anti-parallèle au champ $\boldsymbol{H}_t$. On a très probablement là un effet MASER ayant son origine dans l'inversion de population existant au début de la précession libre pour une telle orientation (figure 3).

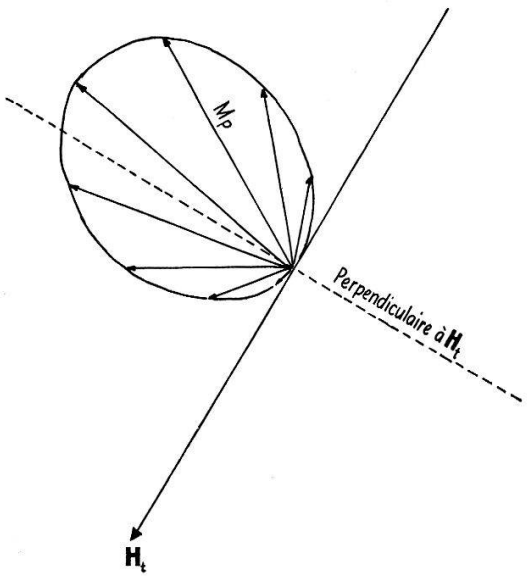


Figure 3

Amplitude maximum du signal de précession en fonction de l'orientation de la bobine dans le méridien terrestre.

Bibliographie

[1] M. Packard et R. Varian, Phys. Rev. *93*, 941 (1954).
[2] M. Merck, R. Sechehaye, A. Erbeia et G. J. Béné, XIVme Colloque AMPERE Ljubljana, sept. 1966 (en cours de publication).
[3] N. Bloembergen et R. V. Pound, Phys. Rev. *95*, 8 (1954).
[4] G. Bonnet, Thèse Grenoble (1961) non publiée.

Theoretische Physik

Mécanique statistique et topologie combinatoire

par D. Bovet
(Laboratoire de Géotechnique de l'EPUL, Lausanne)

Le chaos moléculaire peut être décrit comme un réseau formé de points (les chocs) reliés par des lignes (les particules); entre les lignes et les points existent des relations d'incidence, exprimant de quels points est formé le bord de chaque ligne. En développant cette idée, on découvre un aspect de la Mécanique statistique assez analogue à la théorie des circuits électriques. La théorie mathématique des courants, de M. de Rham, permet de passer très élégamment d'un modèle physique à structure microscopique discontinue au système macroscopique continu qui en est l'aspect statistique. En effet, la notion de courant unifie dans un seul concept la notion de chaîne topologique (points, lignes, surfaces, etc.) et la notion de forme différentielle extérieure. Pour passer d'un réseau discontinu à un champ continu, il suffit d'appliquer un opérateur de régularisation, ou de lissage, qui estompe les particularités infinitésimales, et dégage les valeurs moyennes.

Dynamique quantique des systèmes amortis non-markofiens

par Christian Favre et Philippe Martin
(Institut de Physique Théorique de l'Université de Genève)

Une description quantique de la dynamique d'un petit système en interaction avec un thermostat est donnée. Le formalisme de l'espace de Liouville permet de situer la dérivation d'une «équation maîtresse macrocanonique» (équation d'évolution de l'état réduit du petit système [1]) dans un cadre mathématique précis, pour un hamiltonien ne dépendant pas explicitement du temps. L'hypothèse de couplage faible est traduite par l'approximation de Born. Dans ce cas l'équation, de type inté-

grodifférentiel, est résolue lorsque le petit système est formé d'un spin ou d'un oscillateur en interaction avec une classe très générale de bains thermiques. Pour ces modèles, la limite thermodynamique, prise sur le bain, suffit à assurer l'approche à l'équilibre thermique sans qu'il soit nécessaire d'introduire aucune hypothèse de nature stochastique.

L'approche à l'équilibre, qui n'est en général pas exponentielle, peut être étudiée en fonction de la structure microscopique du bain. L'équilibre thermique de Boltzmann est atteint pour n'importe quel état initial. Dans la limite des hautes températures et des temps de relaxation interne du thermostat courts, notre équation se réduit à l'équation phénoménologique de Bloch (à deux temps de relaxation) pour le spin, et à celle de Fokker-Planck pour l'oscillateur.

Bibliographie

[1] R. Zwanzig, Physica *30*, 1109 (1964); P. N. Argyres et P. L. Kelley, Phys. Rev. *134A*, A 98 (1964); G. G. Emch, Helv. phys. Acta *37*, 532 (1964).

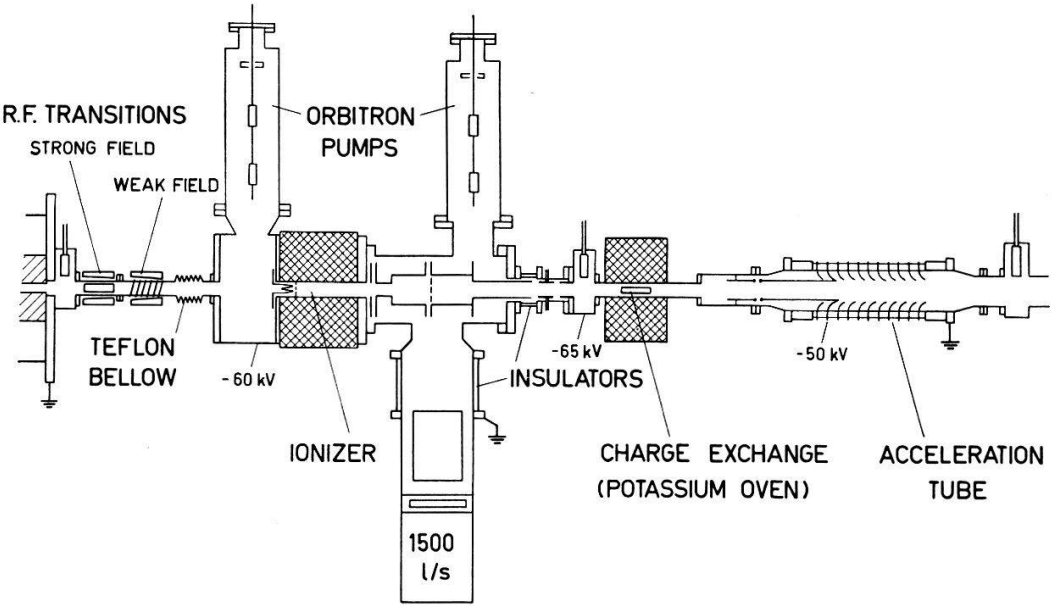
Kernphysik

Ein neuer Starkfeldionisator für die polarisierte Ionenquelle der ETH

von W. Grüebler, V. König und P. Marmier
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Eines der Hauptprobleme beim Bau einer polarisierten Ionenquelle mit der Atomstrahlmethode ist die Ionisation des polarisierten Atomstrahles. Um die Strahlintensität der ETH-Quelle von negativen polarisierten Ionen zu erhöhen, haben wir einen neuen, wirksameren Starkfeldionisator gebaut. Figur 1 zeigt ein schematische Übersicht der ganzen Anordnung. Der Atomstrahl verlässt die Quadrupolmagnete (linker Bildrand) und tritt anschliessend in eine kombinierte Apparatur für Starkfeld- und Schwachfeld-Hochfrequenzübergänge ein. Damit wird einerseits der Polarisationsgrad wesentlich erhöht und andrerseits kann für die Deuteronen auf einfache Weise das Vorzeichen der Tensorpolarisation gewechselt werden. Die eigentliche Ionisationsregion befindet sich in einem Rohr, das von einer Luftspule umgeben ist, die ein longitudinales Magnetfeld bis etwa 2 kGauss erzeugt. Am Anfang des Rohres emittiert ein Glühfaden 20–30 mA Elektronen, die durch ein Gitter in Strahlrichtung auf 600 eV beschleunigt werden. Am Ende des Rohres ist eine Elektrode angebracht, welche die positiven Ionen absaugt und die Elektronen zurückstösst, so dass sie im Rohr mehrmals hin und her pendeln. Die nachfolgenden Elektroden beschleunigen die positiven Ionen und fokussieren sie in einen Kaliumofen, in welchem sie durch

Ladungsaustausch negativ werden. Die negativen Ionen werden anschliessend in einem Beschleunigungsrohr auf etwa 70 keV gebracht und in den Tandem-Beschleuniger eingeschossen.



Figur 1

Schematische Anordnung des Ionisators.

Da die Produktion von negativen Ionen mit abnehmender Energie steigt, wird der Ladungsaustausch bei etwa 5 keV vorgenommen. Damit die Injektionsenergie trotzdem genügend gross ist, liegt der ganze Ionisator auf einer Spannung von –60 kV, was eine Isolation zwischen Atomstrahlapparatur, die sich auf Erdpotential befindet, und dem Ionisator bedingt. Dazu wird ein Teflonfederbalg mit zylindrischem Querschnitt verwendet, der gleichzeitig als Spulenkörper für die Schwachfeldübergänge dient. Eine 1500-l/s-Öldiffusionspumpe mit Kühlfalle befindet sich ebenfalls auf Erdpotential und wird durch einen Glasring vom Ionisator elektrisch isoliert. Um die Pumpleistung zu erhöhen, ist ferner je eine Orbitronpumpe vor und nach dem Ionisationsrohr angebracht. Damit wird ein Druck von etwa 10^{-7} torr im Ionisator und im nachfolgenden Gefäss aufrechterhalten.

Mit diesem Aufbau wurde die Strahlintensität am Ort des Kaliumofens, d. h. etwa 50 cm hinter dem Ionisator, in einem Faradaycup gemessen. Bei einer Ionenenergie von 8 keV war der beobachtete, maximale Ionenstrom 1,1 μA. Unter diesen Bedingungen gelangt etwa die Hälfte des Strahles durch die 10-mm-Öffnung des Kaliumofens.

Für die Messung der Polarisation wurde der positive Strahl auf 55 keV beschleunigt. Als Analysator diente wie üblich die $T(d,n)^4He$-Reaktion. Da das Target auf Erdpotential ist, bereitet die Zählung der Rückstoss-Alphateilchen keine Schwierigkeit. Die Tensorkomponente der Polarisation wurde zu $P_{33} = -0{,}865 \pm 0{,}015$ und $P_{33} = +0{,}830 \pm 0{,}015$ bestimmt.

Diese Arbeit wurde vom Schweizerischen Nationalfonds unterstützt.

Bestimmung des Formfaktors des zweifach verbotenen Beta-Spektrums von ^{137}Cs

H. SCHNEUWLY, L. SCHELLENBERG[1]) und O. HUBER
(Physikinstitut der Universität Freiburg, Schweiz)[2])

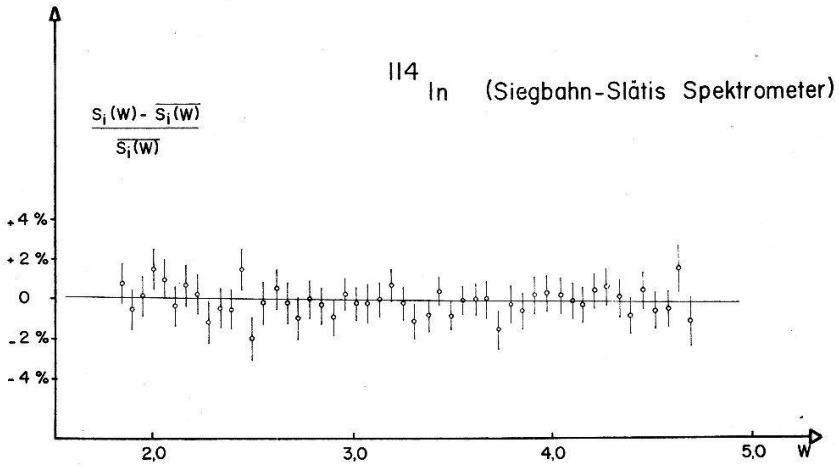
Der Formfaktor des Spektrums des zweifach verbotenen β-Übergangs von ^{137}Cs wurde schon von verschiedenen Autoren [1–4] experimentell bestimmt. Die für die Konstante λ^2 des approximativen Formfaktors $S \propto q^2 + \lambda^2 p^2$ erhaltenen Werte streuen zwischen 0,003 und 0,015.

Wir haben dieses β-Spektrum wiederholt gemessen. Um allfällige, durch die Apparatur bedingte, systematische Fehler erfassen zu können, wurden die Messungen mit einem $\pi\sqrt{2}$-Eisen-Beta-Spektrometer [5] und einem kommerziellen Siegbahn-Slätis-Spektrometer durchgeführt.

Die Form der β-Spektra ist im allgemeinen, durch Streuungen in der Apparatur, Verzerrungen unterworfen. Es wurden verschiedene Testmessungen mit einem Si(Li)-Halbleiterzähler durchgeführt, um die Energieverteilung der Elektronen in der Bildebene des $\pi\sqrt{2}$-Spektrometers zu bestimmen. Die Messungen zeigten, dass die Zahl der in den Zählrohrspalt gestreuten Elektronen bei geeigneter Blendeneinstellung keine Verzerrung des Spektrums nach sich zieht.

Um die Konstanz der Transmission beider Spektrometer zu prüfen, wurde der gut bekannte, erlaubte β-Übergang von ^{114}In gemessen [6] [7]. Es wurden keine systematischen Abweichungen vom statistischen Spektrum festgestellt (Figur 1).

Das Spektrum des zweifach verbotenen β-Übergangs von ^{137}Cs wurde unter den gleichen Bedingungen wie dasjenige von ^{114}In gemessen. Für jede Messung wurde der theoretische Formfaktor $S \propto q^2 + \lambda^2 p^2$ dem experimentellen Formfaktor durch die Methode der kleinsten Quadrate angepasst, wobei λ^2 als freier Parameter behandelt wurde. Als Endpunktsenergie des Spektrums wurde die von DANIEL et al. [3] und HSUE et al. [4] bestimmte Energie von 1176 keV verwendet (Figur 2).



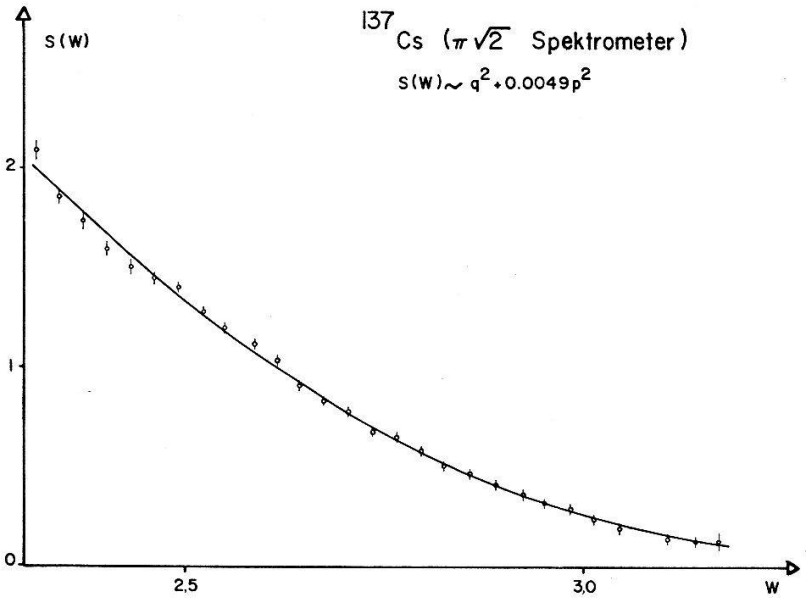
Figur 1

Abweichungen des gemessenen Formfaktors von ^{114}In vom Mittelwert. Die ausgezogene Gerade wurde durch die Methode der kleinsten Quadrate bestimmt.

---

[1]) Gegenwärtige Adresse: McMaster University, Hamilton, Ontario, Canada.

[2]) Diese Arbeit wurde vom Schweizerischen Nationalfonds finanziell unterstützt.



Figur 2

Formfaktor des zweifach verbotenen Spektrums von ^{137}Cs.

Der Mittelwert von λ^2 aus den Messungen mit beiden Spektrometern wurde zu 0,0048 $\pm$ 0,0015 bestimmt. Dieser Wert steht in gutem Einklang mit den Messungen von HSUE et al. [4].

Die Berechnung der Verhältnisse der Übergangsmatrixelemente und ihr Vergleich mit den aus dem Schalenmodell erhaltenen Werten werden in einer späteren, ausführlichen Arbeit besprochen werden. Ebenfalls sind noch weitere Messungen mit stärkeren Quellen geplant.

Literaturverzeichnis

[1] L. M. LANGER und R. D. MOFFAT, Phys. Rev. *82*, 635 (1951).
[2] T. YAMAZAKI, H. IKEGAMI und M. SAKAI, J. Phys. Soc. Japan *13*, 1080 (1958).
[3] H. DANIEL und H. SCHMITT, Z. Physik *168*, 292 (1962).
[4] S. T. HSUE, L. M. LANGER und S. M. TANG, Nucl. Phys. *86*, 47 (1966).
[5] T. Y. CHEN, O. HUBER, J. KERN, L. SCHELLENBERG, B. WALTHARD und H. WILD, Nucl. Instr. Meth. *29*, 181 (1964).
[6] S. ANDRÉ und P. DEPOMMIER, J. Physique *25*, 673 (1964).
[7] H. DANIEL, G. TH. KASCHL, H. SCHMITT und K. SPRINGER, Phys. Rev. *136*, B1240 (1964).

Eine Einrichtung zur Änderung der Spinrichtung in einem polarisierten Wasserstoffionenstrahl

von V. KÖNIG, W. GRÜEBLER und P. MARMIER
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Mit der polarisierten Ionenquelle für den Tandem der ETH erhält man einen Ionenstrahl, dessen Symmetrieachse der Polarisation wegen der longitudinalen Magnetfelder im Ionisator und in der Umladestrecke mit der Strahlrichtung zusammenfällt. Zur Durchführung von Kernreaktionen ist es notwendig, diese Symmetrieachse der Polarisation aus der Strahlachse herauszudrehen. Da mit der Anwendung eines

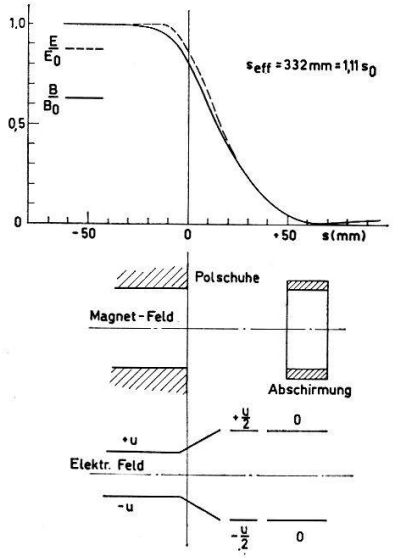
magnetischen Feldes zur Drehung der Spinrichtung gleichzeitig eine Ablenkung der Bahn des geladenen Teilchenstrahles verbunden ist, wurde für diesen Zweck ein System aus gekreuzten magnetischen und elektrischen Feldern gebaut, ein sogenanntes «Wienfilter». Die Bedingung für geradlinigen Durchgang durch solch eine Anordnung bedeutet, dass sich auf der ganzen Bahn der Teilchen die magnetischen und die elektrischen Ablenkungskräfte aufheben müssen, es muss also stets

$$e \cdot E = e \cdot v \cdot B$$

sein. In Verbindung mit dem magnetischen Moment des Deuterons benötigt man so für Deuteronen von 70 keV für eine Spindrehung um $\pm$ 90° bei einer aus technischen Gründen vernünftigen Feldlänge von 30 cm ein magnetisches Feld von $\pm$ 3,3 kGauss und ein elektrisches Feld von $\pm$ 8,5 kV/cm. Der Polschuhabstand beträgt 4 cm, die Polschuhbreite 10 cm. Im Innern der quadratischen Magnetkammer befinden sich im Vakuum die elektrischen Ablenkplatten sowie Potentialstäbe zur Erreichung eines möglichst homogenen Feldes.

Da die Randfelder des magnetischen und des elektrischen Feldes einen sehr verschiedenen Verlauf aufweisen, wurde versucht, diese beiden Randfelder einander anzupassen. Zuerst wurde durch eine magnetische Abschirmung aus Armco-Eisen die Ausdehnung des magnetischen Randfeldes verkleinert, und dann durch eine geeignete möglichst einfache Elektrodenform das elektrische Randfeld dem magnetischen angeglichen. Diese geeignete Elektrodenform wurde in einer zweidimensionalen Näherung ermittelt. Figur 1 zeigt den Verlauf der beiden Randfelder, sowie darunter in demselben Längenmaßstab die Anordnung der Randelektroden. Durch Integration über die Randfelder ergibt sich dann eine effektive Feldlänge von 33,2 cm.

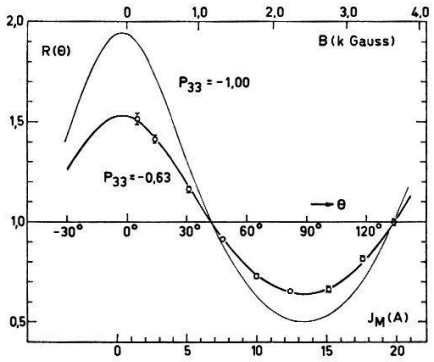
Für den positiven polarisierten Strahl der polarisierten Ionenquelle betrug die Transmission durch das Filter mehr als 90%. Zur Prüfung der Drehung der Spinrichtung wurde die Reaktion $T(d,n)^4He$ benutzt. Die Winkelverteilung dieser Reaktion ist im Schwerpunktsystem symmetrisch um die Symmetrieachse der Polarisation



Figur 1

Oben: Verlauf des magnetischen und elektrischen Randfeldes in der Strahlachse. Darunter in demselben Längenmaßstab die Anordnung der Randelektroden.

der einfallenden Deuteronen. Die Stärke der Anisotropie wird dabei durch die Grösse der Tensorpolarisation bestimmt. Aufgrund dieser Tatsache, und unter der Voraussetzung, dass die Ebene, in der die Symmetrieachse der Polarisation gedreht wird, bekannt ist, kann man aus der mit zwei Zählern gemessenen Asymmetrie die Stellung der Symmetrieachse in dieser Ebene bestimmen. In Figur 2 ist unsere gemessene Asymmetrie $R = N(\mathrm{II})/N(\mathrm{I})$ dargestellt, zunächst als Funktion des Magnetstromes, bzw. des Magnetfeldes. Die Zuordnung zu den Drehwinkeln erfolgte dann durch die für unsere gegebene Zählergeometrie berechnete theoretische Kurve, die an die Messpunkte mit der Asymmetrie $R = 1$ angepasst wurde, die Grösse der Polarisation ergab sich dabei durch die Amplitude der Kurve. Man sieht eine sehr gute Übereinstimmung der Messwerte mit der theoretisch berechneten Kurve. Aus den für die Drehung der Spinrichtung benötigten magnetischen Feldern ergibt sich eine effektive Feldlänge des magnetischen Feldes von 35,0 cm, in Anbetracht der ungenauen Feld- und Spannungsmessungen in guter Übereinstimmung mit dem obigen, aus der Grösse des Randfeldes ermittelten Wert.



Figur 2

Gemessene Asymmetrie als Funktion des Magnetstromes bzw. des Magnetfeldes und für die gegebene Zählergeometrie berechnete Kurven für $P_{33} = -0{,}63$ und $P_{33} = -1{,}00$.

Diese Arbeit wurde ausgeführt mit Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds.

Sur les désintégrations du ^{165}Dy et du ^{165m}Dy

par G. Mauron, J. Kern et O. Huber
(Institut de Physique de l'Université de Fribourg[1]))

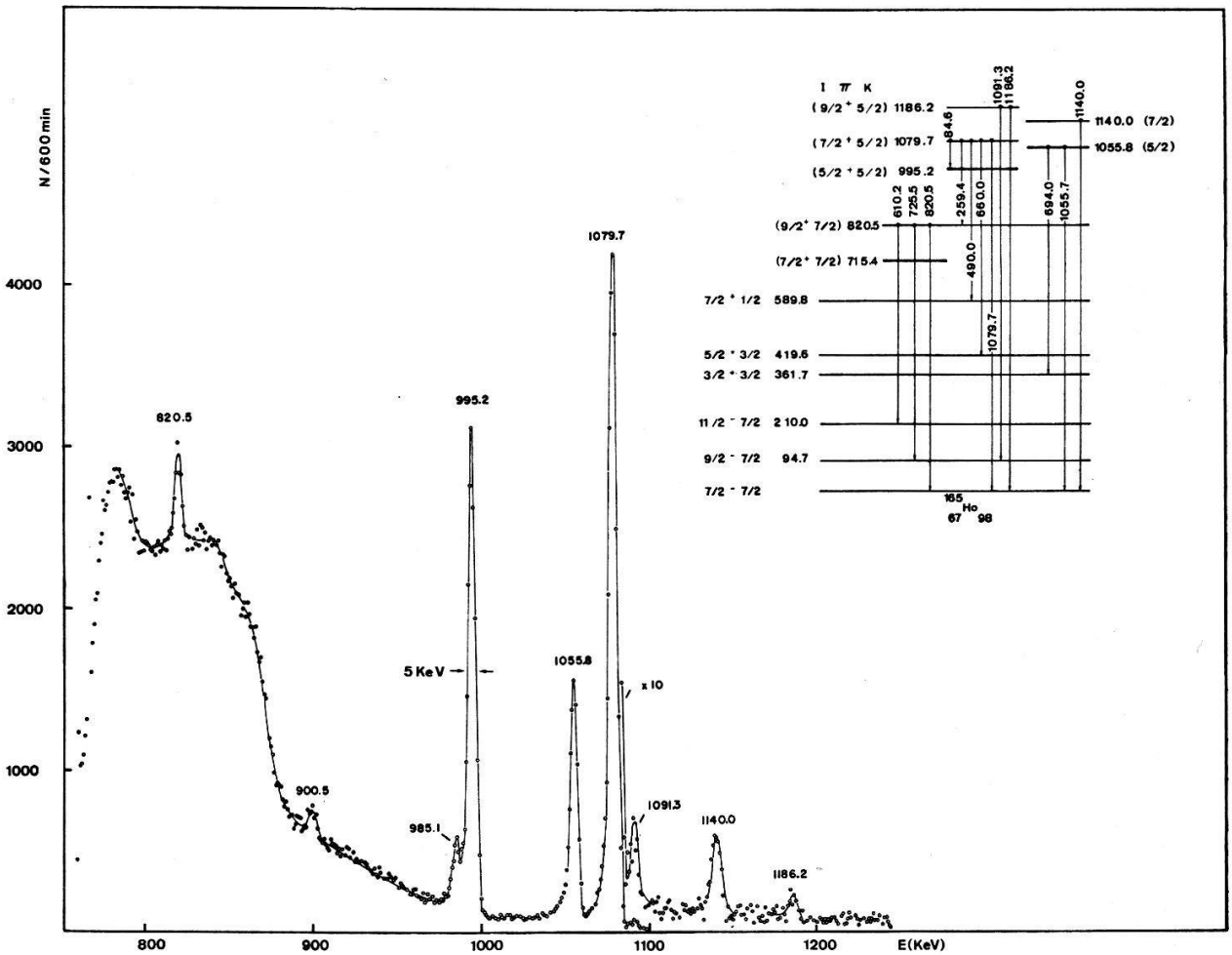
Une étude détaillée de la désintégration du ^{165}Dy (2,35 h) a été effectuée par Persson et al. [1] et du ^{165m}Dy (75 sec) par Hardell et al. [2]. Certaines transitions ont été mesurées avec précision par Schult et al. [3] dans leur étude de la réaction ^{164}Dy$(n,\gamma)^{165}$Dy. Les mesures de coincidence de Bunker et al. [4] ont permis d'établir la bande rotationelle basée sur le niveau [411↓]1/2 de Nilsson. En identifiant les transitions de faible énergie de Bunker avec les valeurs précises de Schult, et en utilisant des relations triangulaires d'énergie, les compilateurs des Nucl. Data Sheets [5] ont complété le schéma. Nous avons cherché à vérifier ces résultats en

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

mesurant les désintégrations avec des diodes Ge(Li) et des coincidences entre un scintillateur et une diode de 10 cc[2]). Les irradiations ont été effectuées au réacteur SAPHIR de l'EIR à Würenlingen.

a) La désintégration du ^{165m}Dy. En accumulant avec des faibles taux de comptage une trentaine de mesures d'une minute chacune, enclanchées environ 30 secondes après la fin de l'irradiation, nous avons observé, en plus des transitions connues, la raie de 67,7 keV qui dépeuple le niveau de 429 keV. Nous avons également établi que les raies de 655 et 755 keV observées par HARDELL et al. [2] n'existaient pas; des transitions de ces énergies seraient au plus 2000 fois moins intenses que la raie de 515 keV. Enfin nous avons établi que la répartition d'impulsions avec une période d'environ 30 sec. observée par les mêmes auteurs était due à des empilements qui disparaissent lorsqu'on réduit le taux de comptage.

b) Nous avons mesuré les transitions de faible énergie dans la désintégration du ^{165}Dy (2,35 h) avec une diode ayant environ 1 keV de résolution[3]). Nous avons observé, en particulier, des transitions à 54,7, 84,6, 115,3 et 119,5 keV qui trouvent facilement place dans le schéma. A plus haute énergie, nous avons observé à l'aide



Transitions de haute énergie de la désintégration du ^{165}Dy avec le schéma proposé pour les niveaux les plus élevés.

---

[2]) Cette diode nous a été fournie par le Prof. COCHE et le Dr. SIFFERT du Centre de Recherches Nucléaires Strasbourg.

de notre diode de 1,3 cc une série de nouvelles transitions à 266,5, 589,4, 610,5, 725,5, 820,5, 985,1, 1091,3, 1140,0 et 1186,2 keV. D'autre part, les transitions de 259,4, 490,0 et 660,0 keV, observées déjà dans des expériences précédentes, ont pu être assignées. Une portion du spectre est représentée dans la figure ainsi qu'une partie du schéma des niveaux, avec les transitions intéressantes. Les nouveaux niveaux à 820, 1140 et 1186 keV font probablement partie des bandes rotationelles suggérées sur la figure, hypothèses que nous voulons encore vérifier. Dans nos mesures de coincidence, nous avons, entre autre, pris la région de 400 à 600 keV dans la fenêtre de la voie du scintillateur et le domaine de 50 à 300 keV dans la voie du détecteur Ge(Li). Nos résultats confirment ceux de BUNKER [4] avec une meilleure détermination des énergies. La transition de 153,8 keV est également présente, comme le schéma le laisse attendre. En plus, nous obtenons une raie de 170 keV qui dépeuple le niveau de 589 keV. Ce dernier niveau est confirmé par l'observation de la transition vers l'état fondamental.

Le dépouillement de nos résultats à l'aide d'un ordinateur, pour obtenir énergies et intensités précises, est encore en cours. Nous complétons actuellement les résultats par des mesures avec notre spectromètre β.

Bibliographie

[1] L. PERSSON, R. HARDELL and S. NILSSON, Ark. Fys. *23*, 1 (1962); L. PERSSON, Ark. Fys. *24*, 89 (1963).
[2] R. HARDELL, S. MALMSKOG and L. PERSSON, Ark. Fys. *25*, 333 (1963).
[3] O. W. B. SCHULT, B. P. MAIER und U. GRUBER, Z. Physik *180*, 298 (1964).
[4] M. E. BUNKER, J. W. STARNER and F. P. CRANSTON, BAPS *18*, BB11 (1964).
[5] Nuclear Data Sheets, compilés par K. WAY et al., National Research Concil, Washington DC.

[3]) Nous remercions le Prof. BALDINGER et M. MATILE de l'Institut de Physique appliquée de l'Université de Bâle pour la mise à disposition de cette diode.

Gleichzeitige Registrierung von Gammas und Elektronen mit einer Ge-pin-Diode

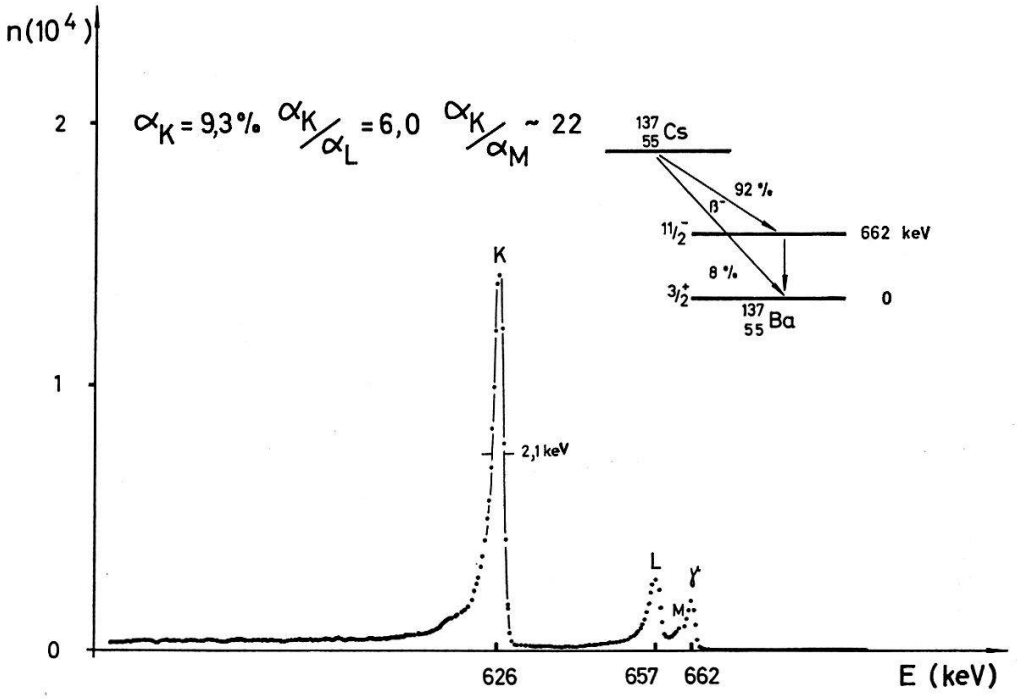
von E. BALDINGER und E. HALLER
(Institut für angewandte Physik der Universität Basel)

Ge-pin-Dioden eignen sich neben der Registrierung von Gammas [1–5] auch zum Nachweis von Elektronen. Will man auch bei diesen das hohe Energieauflösungsvermögen der Dioden ausnützen, so muss fensterlos registriert werden. Hiezu strahlen wir die Elektronen direkt in die Intrinsic-Zone der Diode ein. Es lässt sich so ein einfaches Spektrometer bauen, das gleichzeitig Gammas und Elektronen registrieren kann. Diese Möglichkeit stellt einen Vorteil bei der Bestimmung von Konversionskoeffizienten [6] [7] dar.

Als weitere Vorteile sind zu erwähnen: Gute Energieauflösung (ermöglicht die Trennung der K-, L-, M-Konversionselektronenlinien von der Gammalinie); es wird nur eine Quelle benötigt; praktisch gleicher Raumwinkel für Gammas und Elektronen (Unempfindlichkeit der Messungen gegenüber kleinen Veränderungen der Probenlage) und die Möglichkeit kurzlebige Isotope auszumessen (simultane Registrierung

des ganzen Elektronen- und Gammaspektrums). Ferner darf erwähnt werden, dass je nach Konversionskoeffizient und Gammaenergie die Diodengeometrie so gewählt werden kann, dass die Höhen der Gamma- bzw. Elektronenlinien ungefähr gleich gross werden.

Der Einbau einer Probe in den Kryostaten erfolgt am einfachsten mit einer guten Vakuumschleuse. Da unter allen Umständen die Kondensation von Dämpfen auf der Diodenoberfläche vermieden werden muss, sind solche Schleusen mechanisch sehr aufwendig. Deshalb haben wir zunächst einen einfacheren Weg gewählt. Wir erwärmen die Diode auf Zimmertemperatur, bauen die Probe ein und können nach ca. 2 Stunden nachdriften und die Diode kühlen.

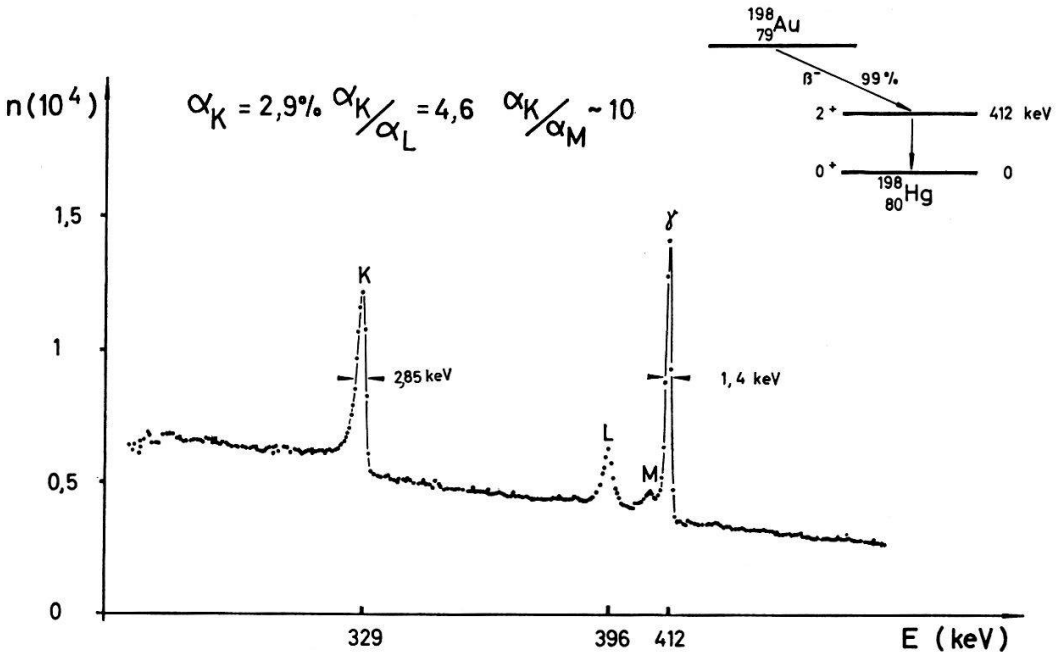


Figur 1

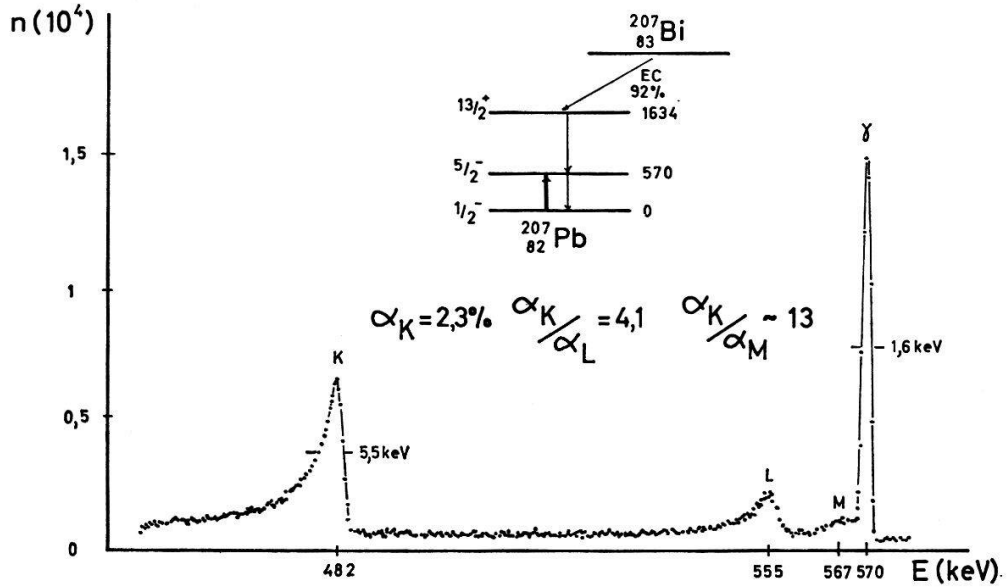
Die Leistungsfähigkeit des Spektrometers hängt in hohem Masse von der Energieauflösung für Gamma-Photolinien und Konversionselektronenlinien ab. Deshalb soll die Linienbreite so klein als möglich gehalten werden.

Die Breite der Gamma-Photolinie setzt sich aus einem Rauschanteil (ca. 600 eV FWHM) und einem Kollektionsanteil, der durch den Fanofaktor charakterisiert wird, zusammen. Elektronenlinien erleiden zusätzliche Verbreiterungen, einerseits durch die Quellendicke und andererseits durch störende Einflüsse der Diodenoberfläche. Ebenso wirkt sich eine zu hohe Sperrspannung an der Diode störend aus (verschiedene Beschleunigung bzw. Abbremsung der Elektronen).

In Figur 2 sieht man, dass die linienverbreiternden Effekte insgesamt $\sim 1{,}5$ keV für die K-Konversionslinie des $^{198}_{80}$Hg ($E\gamma = 412$ keV) betragen. Spannt man die Quelle auf ein positives Potential U vor, so werden die Konversionslinien um dieses Potential nach niedrigeren Energien von der Gammalinie weggeschoben, so dass die M-Linie besser von der γ-Linie getrennt wird. Der relativ hohe Untergrund entsteht durch die Betas, die beim Zerfall des $^{198}_{79}$Au emittiert werden.



Figur 2



Figur 3

Aus den Konversionslinien und der Photolinie können die Konversionskoeffizienten α_K, α_L und näherungsweise α_M bestimmt werden.

Die Wahrscheinlichkeit, registriert zu werden, ist für Elektronen, die auf die Diode auftreffen, gleich eins. Für Gammas kann sie recht genau aus der Diodengeometrie und dem Photoabsorptionsquerschnitt [8] oder anderseits mit Hilfe eines gut bekannten Konversionskoeffizienten bestimmt werden. Den totalen relativen Fehler der α_K, und α_L schätzen wir zu 10% für die α_M zu ca. 25%. Die vorläufigen Resultate sind in den Figuren eingetragen.

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

Literaturverzeichnis

[1] A. J. TAVENDALE and G. T. EWAN, *A High Resolution Lithium Drifted Germanium γ-Ray Spectrometer*, Nucl. Instrum. Meth. *25*, 195 (1963).
[2] G. T. EWAN and A. J. TAVENDALE, *High Resolution Studies of γ-Ray Spectra used Lithium-Drift Germanium γ-Ray Spectrometers*, Can. J. Phys. *42*, 2286 (1964).
[3] F. S. GOULDING, *Semiconductor Detectors for Nuclear Spectroscopy*, Nucl. Instrum. Meth. *43*, 1 (1966).
[4] E. SAKAI and H. L. MALM, *Performance of Ge-(Li)-Detectors in the Temperature Range 5.0°K to 170°K*, Appl. Phys. Lett. *10*, Nr. 10, May 1967.
[5] E. BALDINGER und G. MATILE, *Über die Herstellung von Lithium-Drift GE-Zähldioden*, Z. angew. Math. Phys. *16*, 822 (1965).
[6] J. M. HOLLANDER, *The Impact of Semiconductor Detectors on Gamma Ray and Electron Spectroscopy*, Nucl. Instrum. Meth. *43*, 65 (1966).
[7] B. N. SUBBA RAO, *Determination of Internal Conversion Coefficients*, Nucl. Instrum. Meth. *45*, 22 (1966).
[8] E. L. STORM, E. GILBERT, H. ISRAEL, Los Alamos Report LA-2237 (1958).

Corrélation angulaire $n-\gamma$ de la réaction $^{20}Ne(d, n\,\gamma)^{21}Na$

par R. HOFMANN, R. CORFU et E. GRAF
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Afin de préciser l'étude déjà entreprise par GRÜEBLER et al. [1] [2] du mécanisme de cette réaction de stripping et de déterminer le spin du premier niveau (340 KeV) de ^{21}Na [3] [4], nous déterminons la corrélation angulaire n-γ au moyen d'un système effectuant la mesure du temps de vol des neutrons et une analyse simultanée du spectre γ.

Les deutons de 3 MeV de l'accélérateur Van de Graaff entrent à travers une fenêtre de Ni (1,25 μ; 110 KeV) dans une cible gazeuse de néon naturel (^{20}Ne: 90,0%, ^{22}Ne: 8,8%) sous une pression de 200 mm Hg (2 cm; 60 KeV). Neutrons et radiation γ sont détectés respectivement par un scintillateur liquide NE 213 (37×31 mm $\varnothing$) et Na I(Tl) ($2''\times2''$ $\varnothing$), placés à 30 cm et 50 cm de la cible et montés sur photomultiplicateurs 56 AVP.

La voie temporelle du système électronique, constituée par un convertisseur temps-amplitude, alimente à travers une porte linéaire l'entrée d'analyse de l'analyseur à 256 canaux avec des impulsions de hauteur proportionnelle au temps de vol des neutrons. La surface du pic de temps de vol accumulé dans le premier bloc de 128 canaux, sert de mesure de la fonction de corrélation.

La voie spectroscopique γ, alimentée par la dynode 14 du détecteur γ, passe par un stabilisateur de spectre et commande à travers un monocanal la porte linéaire de la voie temporelle. Ce monocanal sélectionne la raie γ de 340 KeV (^{21}Na) et écarte celle de 511 KeV en provenance de la désintégration par β de ce noyau. La raie γ de 350 KeV, issue de la réaction concurrentielle $(d, p\,\gamma)$ [5] menant au noyau miroir ^{21}Ne, contribue uniquement aux corrélation fortuites.

Pour compenser les variations d'amplification dans la voie spectroscopique, affectant linéairement la surface du pic de temps de vol analysé, le stabilisateur agit en se référant au pic de 511 KeV du spectre γ, accumulé toutes les 110 s pendant 15 s dans le second bloc de 128 canaux. La Figure 1 montre deux spectres typiques.

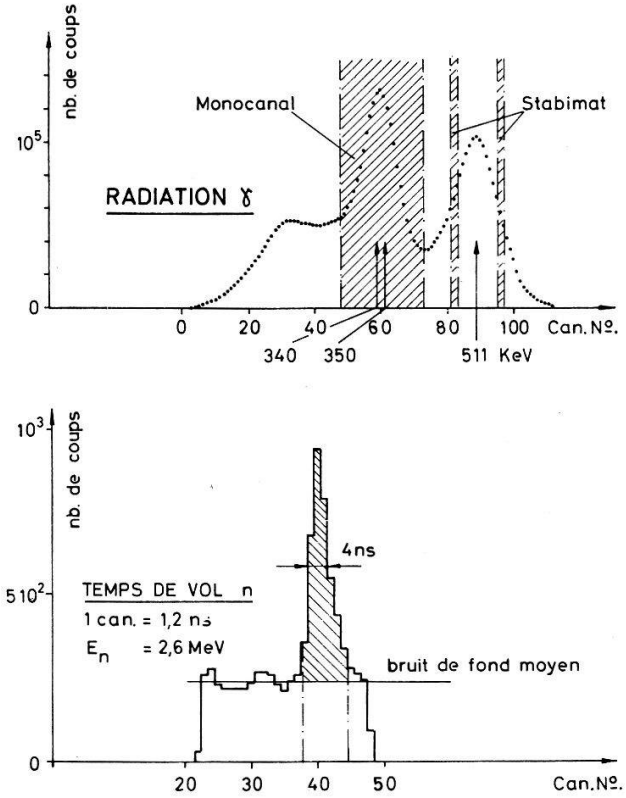


Figure 1

Spectres γ et de temps de vol. $\theta_n = 45°$, $\theta_\gamma = 90°$, $\phi = 70°$. $E_d = 2{,}83$ MeV, I_d intégré $= 2500\ \mu$C.

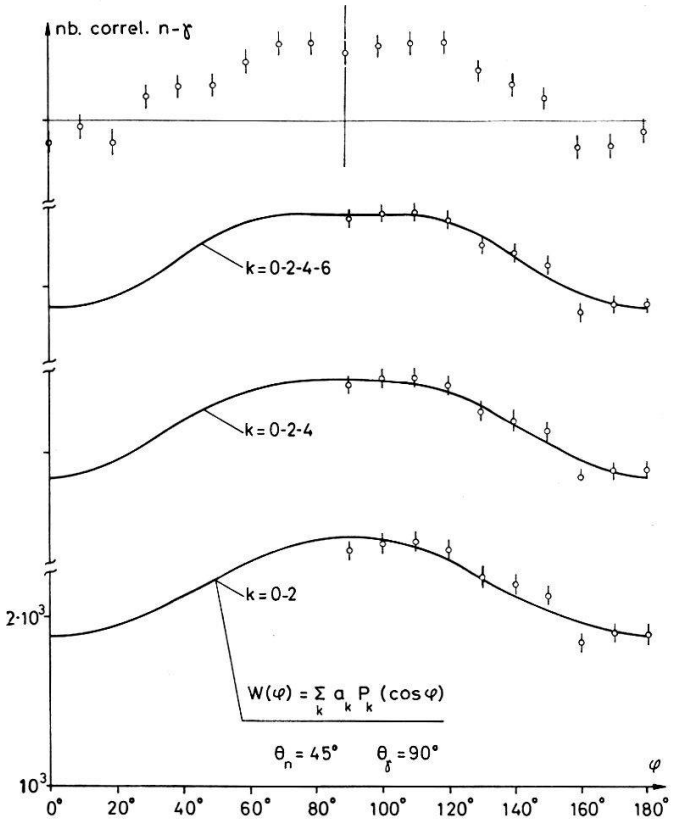


Figure 2

Mesures (graphique supérieur) et ajustements de $W(\phi)$.

Nous avons effectué une première série de mesures pour la géométrie suivante: $\theta_n = 45°$, $\theta_\gamma = 90°$, $0° \leq \phi \leq 180°$. La symétrie attendue et très nettement observée permet d'améliorer d'un facteur $\sqrt{2}$ l'erreur statistique entre $\phi = 90°$ et 180° (Figure 2). Le test de χ^2 et les coefficients a_k, calculés à partir de l'ajustement de la fonction de corrélation $W(\phi)$, montrent que l'ajustement approprié doit contenir au moins trois termes (Table).

Table

Résultats de l'ajustement de $W(\varphi) = \sum_k \alpha_k P_k (\cos\varphi)$

	k 0–2	k 0–2–4	k 0–2–4–6
χ^2	12,07	7,96	7,16
$\int_{\chi^2}^{\infty} P(\chi^2)\, d\chi^2$	$\approx 15\%$	$\approx 40\%$	$\approx 30\%$
a_0	1	1	1
a_2	$-0{,}173 \pm 0{,}016$	$-0{,}156 \pm 0{,}017$	$-0{,}161 \pm 0{,}018$
a_4		$-0{,}039 \pm 0{,}021$	$-0{,}049 \pm 0{,}024$
a_6			$0{,}022 \pm 0{,}026$

Cette mesure sur le domaine angulaire de $\phi = 0°$ à 180° au moyen du pic de temps de vol a permis de préciser utilement la forme de la courbe de corrélation. Nous abordons maintenant la seconde phase de mesures ($\theta_n = 0°$) qui doit nous permettre de déterminer le spin du premier niveau de ^{21}Na.

Le Professeur E. Sheldon a mis à notre disposition un programme de calcul, ainsi que les facilités du centre de calcul de l'EPF. Nous le remercions vivement.

Bibliographie

[1] W. Grüebler et J. Rossel, Helv. phys. Acta *34*, 718 (1961).
[2] W. R. Gibbs, W. Grüebler, Nucl. Phys. *62*, 548 (1965).
[3] A. J. Howard, J. P. Allen, D. A. Bromley, Phys. Rev. *139*, B1135 (1965).
[4] C. Van der Leun, W. L. Mouton, Physica *30*, 333 (1964).
[5] A. J. Howard, D. A. Bromley, Phys. Rev. *137*, B32 (1965).

Technique instrumentale nouvelle appliquée à la mesure de la polarisation des neutrons de 4,6 MeV diffusés élastiquement par le deutérium

par J. Piffaretti, J. Weber et J. Rossel
(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Le polarimètre neutronique du type à deux détecteurs placés en position symétrique par rapport au diffuseur est bien connu [1]. Il permet la mesure directe de l'asymétrie sans nécessiter le monitorage du faisceau de neutrons incidents. En général chacun des deux détecteurs possède son propre photomultiplicateur (PM) et sa propre électronique. Il s'ensuit que chacun d'eux a sa propre efficacité de détection pouvant même varier en cours de mesure, ce qui oblige à interchanger périodique-

ment les positions de ces deux détecteurs, de manière à éliminer au maximum les causes de fausse asymétrie.

Dans certaines mesures il est nécessaire que le positionnement de l'ensemble du polarimètre soit reproductible au $^1/_{10}$ème de mm. Le montage mécanique permettant l'inversion des positions des détecteurs devient alors d'un encombrement assez considérable, et rend difficile, voire impossible une mesure angulaire de l'asymétrie autour de diffuseur central.

Les différences d'efficacités et partant, l'obligation de permuter les détecteurs 1 et 2, peuvent être éliminées en reliant les scintillateurs 1 et 2 au même PM et à une seule branche d'électronique, par deux guides de lumière convenablement courbés et collés.

En outre on se rend compte qu'il suffit de déplacer ce montage par rapport au diffuseur central suivant la direction du faisceau incident pour balayer la plage angulaire désirée, et que, à chaque angle de mesure, aucune pièce du polarimètre ne doit être mobile.

Un polarimètre a été construit sur ce principe. Son schéma de bloc est donné dans la figure 1 (Méthode du temps de vol).

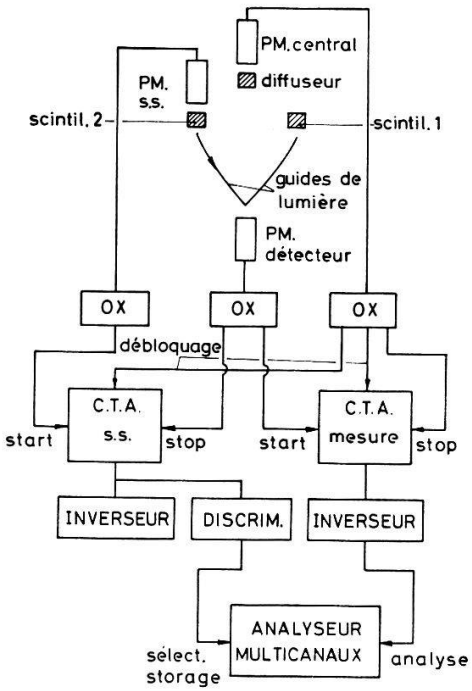


Figure 1

Schéma de bloc du polarimètre ox = détecteurs de croisement de zéro [2]; S.S. = selective storage; C.T.A. = convertisseur temps-amplitude [2].

Le PM central fournit le signal de débloquage du convertisseur temps-amplitude [2] (C.T.A. Mesure) et le signal retardé de fin de conversion (stop). Le PM détecteur fournit le signal du début de conversion (start) indépendamment de son origine (scintillateur 1 ou 2, Type NE 102 A).

Cette origine est déterminée par un troisième PM (PM S.S.) qui a vue sur le scintillateur 2. Il convient ici de remarquer que le PM S.S. peut être activé à faux: une partie d'une grande impulsion lumineuse venant du scintillateur 1 peut remonter

le guide de lumière 2, avec une intensité suffisante pour être détectée par le PM S.S. Ces événements perturbateurs sont éliminés par une discrimination au moyen du C.T.A. S.S. et du discriminateur [2], basée sur le temps de transit de la lumière dans le guide.

Les événements provenant du scintillateur 1 sont enregistrés dans les 128 premiers canaux de l'analyseur et ceux provenant du scintillateur 2 sont aiguillés sur la seconde moitié de la mémoire par le signal «selective storage» en coïncidence. Ainsi la mesure d'asymétrie se passe d'un moniteur de faisceau incident.

La figure 2 montre qu'il est possible d'équilibrer les réponses des deux scintillateurs à mieux que 1%.

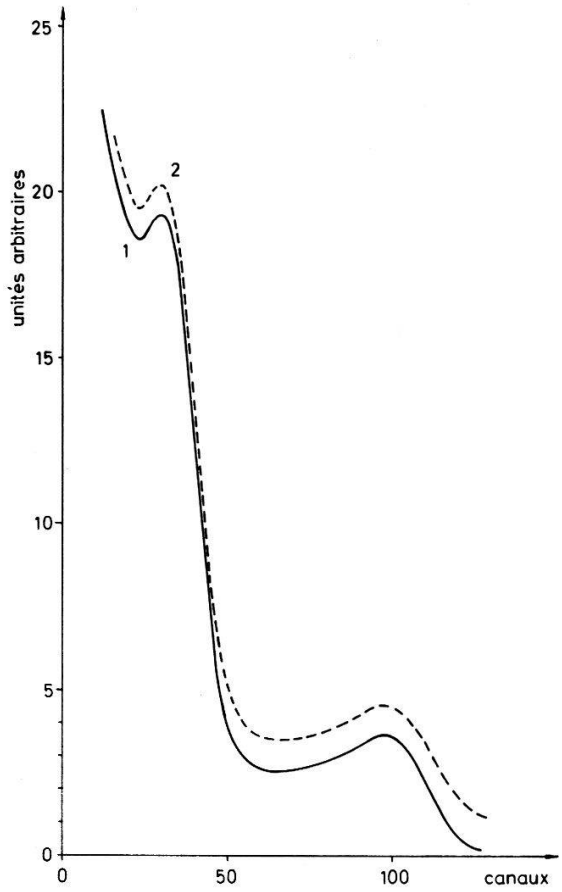


Figure 2

Spectres d'énergie du Na^{22} (E_γ = 1,28 MeV et 0,51 MeV).
Courbe 1: Spectre provenant du scintillateur 1;
Courbe 2: Spectre provenant du scintillateur 2. Ordonnées décalées vers le haut de 1 unité.

Les premiers résultats d'asymétrie instrumentale obtenus avec un faisceau de neutrons non polarisés, en utilisant d'abord un diffuseur C_6H_6 ensuite un diffuseur C_6D_6, coïncident dans les limites de la statistique. Les mesures conduisant à la distribution angulaire de l'asymétrie sont en cours.

Bibliographie

[1] E. Schwarz, Helv. phys. Acta *38*, 877 (1965).
[2] E. Graf, Thèse Université de Neuchâtel à paraître.

Differentieller Wirkungsquerschnitt von $^{16}O(n, \alpha)^{13}C$ für 15 bis 19 MeV Neutronenenergie

von I. Sick, P. Huber und Th. Stammbach

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Der Wirkungsquerschnitt ist bei 25 Energien unter 9 Winkeln zwischen 0° und 155° gemessen worden. Ein Tritiumgastarget mit doppelter, durch einen Helium-Gasstrom gekühlter Eintrittsfolie ergibt mit 20–45/μA Deuteronen den nötigen intensiven Neutronenfluss. Die Reaktionskammer enthält CsJ-Kristalle als Detektoren und in Koinzidenz dazu Zählrohre, die zugleich für die Teilchenidentifikation verwendet werden. Die Wirkungsquerschnitte zeigen bei höheren Neutronenenergien wenig Energieabhängigkeit und eine für direkte Reaktionen typische Winkelverteilung. Energie- und Winkelverlauf werden mit den für eine knock-out-Reaktion berechneten Querschnitten verglichen.

Effet de la pression dans l'interaction hyperfine pour la désintégration du ^{127}Xe gazeux

par F. N. Gygax, J. Egger, J. Schlesinger et H. J. Leisi

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

Nous avons étudié les corrélations directionnelles γ-γ en fonction de la pression du xenon gazeux tampon dans la désintégration du ^{127}Xe. L'anisotropie de ces corrélations a été mesurée pour les deux cascades de 172–203 keV et 145–58 keV. Elle présente, dans les deux cas, de très grandes variations dans la plage de pression examinée entre 1 Torr et 60 atm.[1]).

L'effet est imputé aux changements des champs hyperfins durant l'existence de l'état nucléaire intermédiaire. Ces variations résultent des collisions de l'atome fille, ^{127}I, avec le xenon tampon. Il convient de distinguer trois domaines de pression caractérisés chacun par la prépondérance d'un mécanisme de perturbation de la corrélation.

Dans la région des faibles pressions, où le temps entre deux collisions avec le xenon est bien plus grand que la durée de vie du niveau intermédiaire, la perturbation est essentiellement statique et l'anisotropie constante.

Pour des pressions moyennes, il se produit une ou quelques collisions durant l'existence du niveau nucléaire intermédiaire. La perturbation devient dépendante du temps et l'anisotropie diminue en-dessous de la valeur «hard core» minimale.

Aux pressions élevées, la fréquence des collisions est si grande que les champs hyperfins sont moyennés et apparaissent plus petits. La perturbation s'affaiblit et l'anisotropie croît avec une augmentation de la pression.

---

[1]) Des résultats expérimentaux seront publiés incessamment dans le compte-rendu de la conférence «Hyperfine Interactions Detected by Nuclear Radiation», Asilomar Conference Grounds, Pacific Grove, Californie (25–30 août 1967).

Resonanzeffekt in gestörten Richtungskorrelationen bei sich abstossenden Energieniveaus[1])

von H. J. Leisi

(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH, Zürich)

Zwei Energieniveaus des Zwischenzustandes, die sich als Funktion eines äusseren Magnetfeldes kreuzen, können zu einer Resonanz in der Richtungskorrelation Anlass geben, falls die beiden Zustände interferenzfähig sind [1]. Es wird hier gezeigt, dass ein Mechanismus existiert, der auch dann eine Resonanz erzeugen kann, falls Interferenz der Zustände auf Grund des Hauptanteils der Wechselwirkung verboten ist. Der Effekt beruht auf einer starken Mischung der Zustände durch kleinste zusätzliche Anteile zur Wechselwirkung. Er ist verbunden mit einer charakteristischen Abstossung der Energieniveaus. Die Erscheinung wird durch eine Berechnung der γ-γ-Richtungskorrelation, für den Fall einer paramagnetischen Einkristallquelle mit einer Hyperfeinwechselwirkung $A\ I_z\ J_z$, illustriert.

Literatur

[1] H. J. Leisi und R. T. Deck, Phys. Rev. *129*, 2117 (1963).

[1]) Eine ausführlichere Arbeit erscheint demnächst in den Berichten zur internationalen Konferenz über «Hyperfine Interactions Detected by Nuclear Radiation», Asilomar Conference Grounds, Pacific Grove, Kalifornien (25.–30. August 1967).

γ-Ray Intensities of the Decay ^{110m}Ag $\rightarrow$ ^{110}Cd

by Ph. van Berchem, and F. C. Roehmer

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

The decay of ^{110m}Ag (249 *d*) has been extensively studied [1] and the levels of ^{110}Cd proposed by Funk et al. [2] may be considered as well established. The γ-ray intensities measured by several authors [3–5] showed, however, rather large uncertainties and therefore we have remeasured the γ-ray intensities with a Ge(Li) detector.

The use of a Tennelec TC 200 amplifier and a biased amplifier Tennelec TC 250 improved the resolution of the spectrometer described in an earlier paper [6] to about 6 KeV for $E = 1.33$ MeV. The source was produced by neutron activation of 99.1% enriched metallic ^{109}Ag at the reactor DIORIT of the EIR in Würenlingen. β-radiation was absorbed with 5 mm of plexiglass.

The spectra were recorded in three different energy regions. With the method described in Ref. 6 we evaluated the relative γ-ray intensities (Table) which have smaller errors than the values known previously. The intensities of γ-rays populating and depopulating the same level according to the level scheme of Funk et al. are well balanced.

Toward completion of this work Moragues et al. [7] published the results of decay-scheme studies of ^{110,110m}Ag. The γ-ray intensities given in that paper are in agreement with our values.

Table

Relative γ-ray intensities observed in the decay $^{110m}Ag \rightarrow {}^{110}Cd$

E [KeV]	rel. intensity [%]	E [KeV]	rel. intensity [%]
446.8	4.6 ± 1.5	763.9	24.0 ± 1.8
620.2	4.1 ± 0.5	817.9	7.7 ± 0.6
657.7	100	884.6	78.8 ± 2.8
677.5	12.2 ± 0.8	937.3	36.1 ± 1.3
706.6	17.8 ± 2.3	1384.1	27.8 ± 1.7
744.1	3.2 ± 0.8	1475.7	4.7 ± 0.4
		1504.8	14.9 ± 0.9
		1562.1	1.31 ± 0.07

References

[1] Nuclear Data Sheets, National Academy of Sciences, National Research Council, Washington D.C., July 1964.
[2] E. G. Funk et al., Phys. Rev. *112*, 1247 (1958).
[3] B. S. Dzelepow et al., Nucl. Phys. *6*, 655 (1958).
[4] N. M. Anton'eva, JETP *10*, 1063 (1960).
[5] N. A. Voinova et al., Izvest. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. *24*, 278 (1960).
[6] Th. von Ledebur et al., Helv. phys. Acta *40*, 340 (1967).
[7] J. A. Moragues et al., Nucl. Phys. *A 99*, 652 (1967).

Festkörperphysik

Growth and Properties of Single Crystals of the Ferromagnetic Semiconductor $CdCr_2Se_4$

by Henning von Philipsborn
(RCA Laboratories, Princeton, N.J., USA)

Preliminary results on the synthesis and ferromagnetic resonance properties of peritectic $CdCr_2Se_4$ [1] single crystals grown by a liquid transport reaction were given in two previous papers [2] [3]. The reactions involved have been further studied, and crystals have been obtained which are superior in size and quality to crystals grown by flux growth or vapor transport [4].

The liquid transport reaction is carried out as follows. Pure CdSe and $CrCl_3$ are individually cold pressed into high density cylindrical „pills". The pills are placed in a quartz boat in contact with one another and a Pt sheet. The geometrical placement of the reactants is important. The boat is sealed in an evacuated ampoule, the temperature increased to 700 °C over a 4 hour period and maintained at that tem-

perature for several days. There is no temperature gradient along the ampoule. $CdCr_2Se_4$ single crystals grow in a liquid zone formed at the site of the CdSe pill. The liquid reaction medium solidifies as $Cd_{5/9}Cr_{4/9}Cl_2$. It has the crystal structure and lattice constants of $CdCl_2$. It is soluble in hot water, and thus the crystals are easily extracted.

Some of the impurities commonly present in the starting materials have a detrimental effect on both the nature of the crystal growth and the properties of the product. Therefore, the CdSe and $CrCl_3$ must be purified prior to use. CdSe (General Electric, electronic grade) is recrystallized in an evacuated ampoule in a temperature gradient, 20 °C–1000 °C. $CrCl_3$ (Fisher Scientific, purified) is effectively cleaned by boiling in concentrated HCl. Semiquantitative emission spectrographic analysis of the purified starting materials and the product are presented in the following table. Impurities are given in ppm by weight.

	Si	Fe	Mg	Al	Cu	V	Zn	Ni	Mn	Pt
CdSe	30	100	20	10	100	30	100	–	–	–
$CrCl_3$	60	10	300	30	60	–	100	30	10	–
$CdCr_2Se_4$	1	1	0.1	–	100	–	–	–	1	100

With the exception of Cu, the impurity content of the $CdCr_2Se_4$ crystals is significantly less than that of the starting materials. The effect of intentionally added impurities has been studied. CdO, Mg, and Al in concentrations between 0.1 and 1.0 weight % impede the crystal growth. The addition of 0.1 to 0.5 weight % Si results in the growth of better crystals and less consumption of Pt. Free Se, often found in commercial CdSe, is undesirable because it consumes the Pt.

The following equation has been established quantitatively by chemical analysis:

$$6\ CdSe + 6\ CrCl_3 + Pt \rightarrow CdCr_2Se_4 + PtSe_2 + 9\ Cd_{5/9}\ Cr_{4/9}\ Cl_2.$$

The reaction goes to completion. The yield is 100%.

$PtSe_2$ [5] actually takes $CrSe_x$ into solid solution to the extent of 3 Pt:1 Cr. Note that although the Cr appears in the product in the 3+ state, a redox reaction is involved: $4\ Cr^{3+} + Pt \rightarrow 4\ Cr^{2+} + Pt^{4+}$.

With no Pt present, there is no formation of $CdCr_2Se_4$. The Pt serves as a reducing agent for the Cr^{3+} and as a getter for the Se, which otherwise reacts with the Cr^{3+} to form Cr_2Se_3. The redox reaction involved may also serve to produce reactive intermediate states of Cd, Cr, and Se from which the peritectic $CdCr_2Se_4$ is formed. Addition of the reduced Cr^{2+} as starting material results in crystals of better quality. The best crystals have been obtained with a starting materials ratio of 8:6:1, CdSe, $CrCl_3$, and $CrCl_2$ respectively. An excess of $CrCl_3$ leads to the reaction:

$$3\ CdSe + 6\ CrCl_3 + 1.5\ Pt \rightarrow 1.5\ PtSe_2 + (3\ CdCl_2 + 6\ CrCl_2).$$

If the CdSe and $CrCl_3$ are intimately mixed and pressed, rather than pressed separately, much smaller crystals are obtained under the same growth conditions. These crystals are bounded by the octahedral faces (111) but are often elongated parallel to [110] or flattened normal to [111]. Use of Pt powder instead of Pt sheet yields only submicroscopic $CdCr_2Se_4$. The large change in the size and habit of the

crystals as a function of geometry of $CrCl_3$ and Pt indicates a strong influence of diffusion on nucleation and/or growth. Crystals with 3 mm edges were grown from 1 mm seeds placed at the horizontal interface of a $CrCl_3$ pill above a CdSe pill.

The best crystals were grown at 700 °C in 5 days. The size and number of crystals are not conclusively affected by temperature and time in the intervals 680 °C to 740 °C and 3 to 10 days. The size and quality of the crystals increases in going from small pills of 6 mm diameter and length to larger ones of 12 and 25 mm diameter and length. The largest crystals, which are $2 \times 2 \times 2$ mm, are idiomorphic octahedra with mirror-like faces and sharp edges and apices.

$CdCr_2Se_4$ has the normal spinel-type structure with a lattice constant of 10.7460 $\pm$ 0.0005 Å. The sharpness of the back reflection lines indicates the high quality of the single crystals.

When Ag is used instead of Pt, poorer crystals are obtained, which contain 1000 ppm Ag. The latter is of particular interest since Ag doping of this level is required to increase the electrical conductivity.

The single crystals have a magnetic moment of 2.99 ± 0.02 μ_B per Cr^{3+} ion at 1.5 °K and 4.2 °K; a Curie temperature (inflection point) of 140 °K; a uniform precession linewidth at 4.2 °K of 9.5 Oe; and n-type conductivity from the sign of the thermoelectric power. The resistivity is $\sim 10^5$ Ω cm for undoped crystals. Further measurements are in progress, and will be reported elsewhere.

Acknowledgements: I wish to thank G. W. Cullen for stimulating support and S. Busch for technical assistance.

References

[1] H. Hahn, K. F. Schroeder, Z. anorg. allg. Chem. *269*, 135 (1952).
[2] H. von Philipsborn, J. appl. Phys. *38*, 955 (1967).
[3] R. C. LeCraw, H. von Philipsborn, M. D. Sturge, J. appl. Phys. *38*, 965 (1967).
[4] S. B. Berger, H. L. Pinch, J. appl. Phys. *38*, 1949 (1967).
[5] F. Gronvold, H. Haraldsen, A. Kjekshues, Acta Chem. Scand. *14*, 1819 (1960).

Ferromagnetisches Temperaturintervall in Halbleitern

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

Die indirekte Austauschwechselwirkung zwischen magnetischen Ionen eines Halbleiters über die Ladungsträger wurde von Baltensperger und de Graaf [1] sowie Karpenko und Berdyshev [2] auf Grund der Theorien von Ruderman und Kittel, Kasuya, Yosida u. a. behandelt. Berdyshev [3] wies auf die Möglichkeit hin, dass ein Eigenhalbleiter, welcher ohne Ladungsträger als ideales Paramagnetikum angenommen wird, infolge der mit der Temperatur rasch ansteigenden Ladungsträgerkonzentration bei einer endlichen Temperatur T_B ferromagnetisch werden kann.

In dieser Arbeit möchten wir mit Hilfe eines einfachen konkreten Modells zeigen, dass ein solcher para-ferromagnetischer Übergang eher bei einem dotierten Halbleiter im Gebiet der Störleitung zu suchen ist. Unter geeigneter Wahl der Materialgrössen werden die kritischen Temperaturen T_B und T_C (T_C ist die Curie-Tempera-

tur) sowie die spontane Magnetisierung für $T_B < T < T_C$ berechnet. Die massgebenden Materialgrössen, nämlich der Spin der magnetischen Ionen, das *s-f*-Austauschintegral, die Aktivierungsenergie und die Konzentration der Störstellen, sowie die effektive Masse der Ladungsträger werden diskutiert.

Literaturverzeichnis

[1] W. Baltensperger und A. M. de Graaf, Helv. phys. Acta *33*, 881 (1960).
[2] B. V. Karpenko und A. A. Berdyshev, Soviet Phys.-solid state *5*, 2494 (1964).
[3] A. A. Berdyshev, Soviet Phys.-solid state *8*, 1104 (1966).

Elektrischer Widerstand in Natrium und Kalium

von W. Bührer, T. Schneider und E. Stoll
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303 Würenlingen)

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung der Leitungselektronen kann in der Bornschen Näherung in zwei Faktoren aufgeteilt werden: der eine enthält die Lagen und Bewegungen der Ionenrümpfe, der andere die Streuamplitude eines einzelnen Ions. Nach Greene und Kohn [1] erhält man für den Widerstand folgenden Ausdruck:

$$\varrho = \frac{9}{2\,\hbar\,k_B\,\mathrm{Te}^2\,k_F^2\,\sigma^2} \iiint \frac{d\sigma\,d\sigma'}{V_k\,V_k'}\,Q_i^2\,|\langle\varphi_{k'}^*\,|\,V\,|\,\varphi_k\rangle|^2\,\frac{S(\boldsymbol{Q},\omega)}{1-e^{-\beta\omega}}\,d\omega\,.$$

Hierin bedeuten: $\beta = \hbar/k_B T$.

Die beiden Oberflächenintegrale erstrecken sich über die Fermifläche. $\boldsymbol{k}$ und $\boldsymbol{k}'$ sind die Wellenvektoren des Anfangs- und Endzustandes des Elektrons. $\boldsymbol{Q} = \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}'$ ist der Impulsübertrag, Q_i die Komponente von Q entlang des angelegten elektrischen Feldes, $\langle\varphi_{k'}^*\,|\,V\,|\,\varphi_k\rangle$ das Matrixelement der Elektron-Ion-Wechselwirkung, $S(\boldsymbol{Q},\omega)$ der dynamische Strukturfaktor.

Für Natrium und Kalium kann in guter Näherung mit einer kugelförmigen Fermifläche gerechnet werden [2]. Wenn im weiteren für die Wellenfunktionen diejenigen freier Elektronen eingesetzt werden, die kubische Symmetrie berücksichtigt und das Matrixelement durch ein lokales Modell-Pseudopotential ersetzt wird, erhält man

$$\varrho = \frac{3\,m^2\,\pi}{4\,\hbar^3\,e^2\,k_F^6}\int_0^{2k_F} Q^3\,|\,U_i(Q)\,|^2\,S(Q)\,dQ$$

$$S(Q) = \frac{1}{4\,\pi}\int S(\boldsymbol{Q})\,d\Omega$$

mit

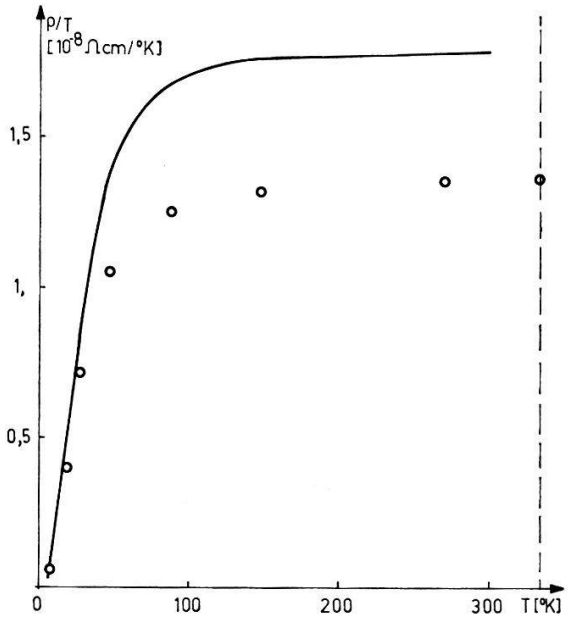
$$S(\boldsymbol{Q}) = \frac{\hbar}{2\,\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\beta\,\omega}{1-e^{-\beta\omega}}\,S(\boldsymbol{Q},\omega)\,d\omega$$

$S(Q)$ ist der über die Energie integrierte und über alle Richtungen gemittelte dynamische Strukturfaktor. Unter der Annahme, dass die Phononen im thermischen Gleich-

gewicht sind, lässt sich $S(\boldsymbol{Q})$ in harmonischer Näherung aus den Frequenzen und Polarisationsrichtungen der Phononen berechnen; es gilt [1]

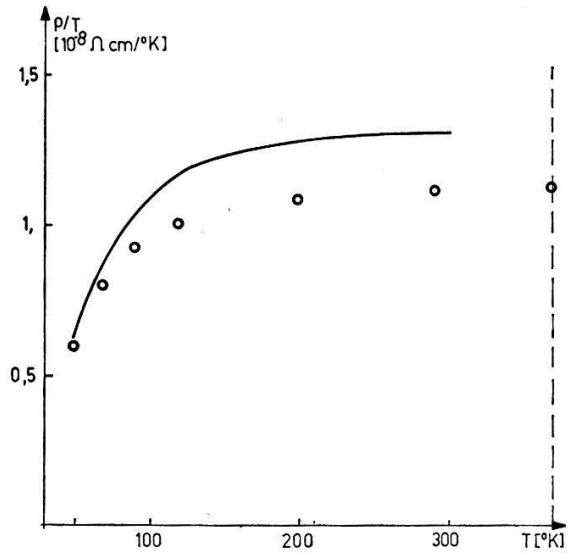
$$S(\boldsymbol{Q}) = \frac{\beta \hbar}{M} \sum_{p} \frac{[\boldsymbol{e}_p(\boldsymbol{Q}), \boldsymbol{Q}]^2}{(e^{\beta \omega p} - 1)\,(1 - e^{-\beta \omega p})}.$$

Die Summe über p erstreckt sich dabei über alle Polarisationen. Für die Berechnung der Frequenzen $\omega_p(\boldsymbol{Q})$ und der Eigenvektoren $\boldsymbol{e}_p(\boldsymbol{Q})$ verwendeten wir die Born-von Karmansche Methode. Die interatomaren Kraftkonstanten dieser Modelle wurden von Woods et al. [3] in Natrium und von Cowley et al. [4] in Kalium durch Neutro-



Figur 1

Widerstand ϱ/T in Kalium, —— Experiment, o Theorie



Figur 2

Widerstand ϱ/T in Natrium, —— Experiment, o Theorie

nenstreuung bestimmt. Das Modell-Pseudopotential, dessen Parameter durch eine Anpassung an die erwähnten Dispersionsmessungen bestimmt worden sind, wurde von SCHNEIDER und STOLL [2] übernommen.

Wir haben unsere Rechnungen bei konstantem Volumen in Funktion der Temperatur durchgeführt. In Figur 1 ist ϱ/T gegen T für Natrium aufgetragen. Die relative Abweichung von den experimentellen Werten [5] steigt von 3% bei 50 °K bis auf 14% am Schmelzpunkt an. Diese Zunahme ist auf anharmonische Beiträge zurückzuführen. die in unserer Rechnung nicht berücksichtigt worden sind, Für Kalium, Figur 2, wird der allgemeine Verlauf des spezifischen Widerstandes ebenfalls gut wiedergegeben; die relative Abweichung vom Experiment [5] beträgt jedoch bei allen Temperaturen ca. 25%. In der Gegend des Schmelzpunktes ist dies aus den bereits erwähnten Gründen zu erwarten; auf Grund der bei der Berechnung getroffenen Näherung sollte jedoch bei tiefen Temperaturen die Übereinstimmung besser sein. Die Abweichung scheint von einer Unstimmigkeit im Modellpotential herzurühren, welche bei tiefen Temperaturen infolge des sich im Bereich von 0 bis 2 k_F sehr stark ändernden Strukturfaktors deutlicher zum Ausdruck kommt. Bei den in der Rechnung getroffenen Annahmen ist die Übereinstimmung, auch im Vergleich mit früheren Arbeiten [1], [6] bemerkenswert. Unter Beibehaltung der Bornschen Näherung würde eine weitere Verbesserung die Berücksichtigung des oszillierenden Verlaufs der Valenzelektronen-Zustände innerhalb des Ionenrumpfes und temperaturabhängige Phononen-Dispersionen verlangen.

Literaturverzeichnis

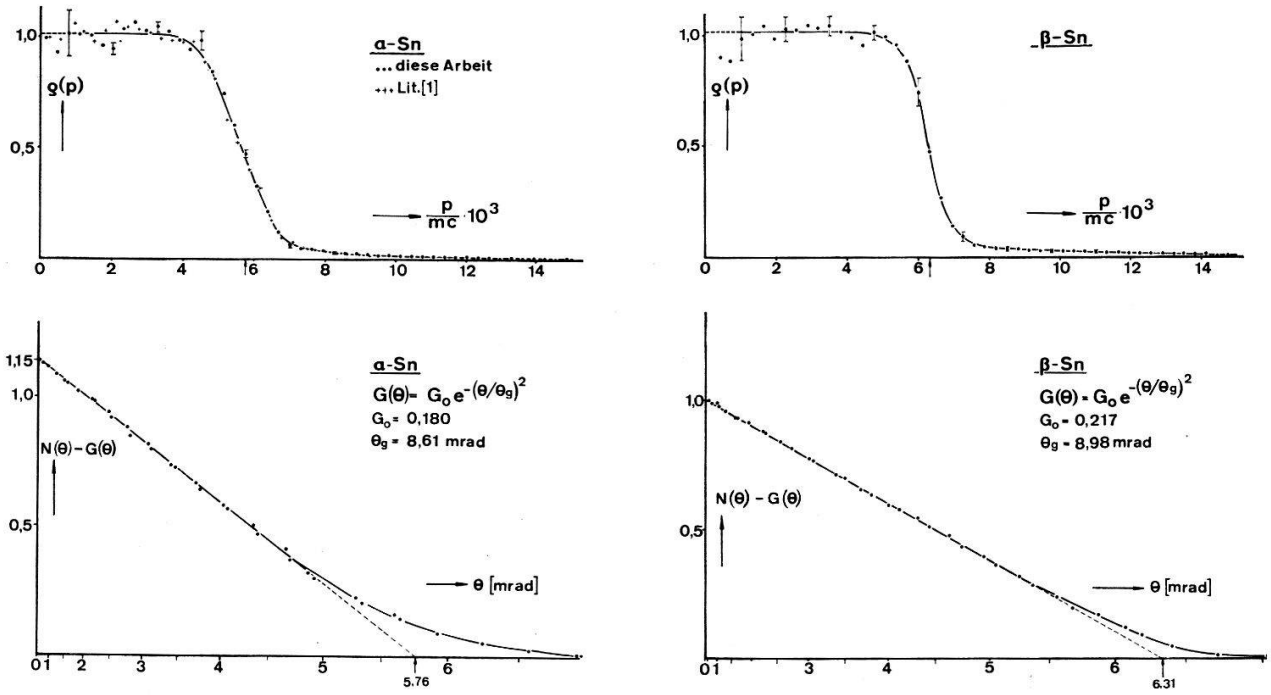
[1] M. P. GREENE und W. KOHN, Phys. Rev. [*A*] *137*, 513 (1965).
[2] T. SCHNEIDER und E. STOLL, Phys. kondens. Mat. *6*, 135 (1967).
[3] A. D. B. WOODS et al., Phys. Rev. *128*, 1112 (1962).
[4] R. A. COWLEY et al., Phys. Rev. *150*, 487 (1966).
[5] J. S. DUGDALE und G. GUGAN, Proc. R. Soc. [*A*] *270*, 186 (1962).
[6] F. BONSIGNORI und V. BORTOLANI, Nuovo Cim. [*B*] *46*, 113 (1966).

Positronenannihilation in α- und β-Zinn

von F. BADOUX, F. HEINRICH und G. KALLMEYER
(Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

In einer früheren Arbeit [1] wurde gezeigt, dass sich an kovalenten Bindungen beteiligte Elektronen bezüglich der Annihilation ähnlich wie freie Elektronen verhalten. Wahrscheinlich geht der Bindungscharakter dieser Elektronen in der Umgebung des Positrons – wo nach KAHANA [2] schon bei Metallen die Elektronendichte ein Vielfaches der Dichte im ungestörten Metall beträgt – verloren. Um weitere Informationen zu gewinnen, wurde ein möglichst direkter Vergleich zwischen der α- und der β-Modifikation des Zinns vorgenommen. Zu diesem Zweck wurde an einer mit 0,005 At.-% Ge stabilisierten Pulverprobe von α-Sn die Winkelkorrelation $N(\theta)$ mit einer bereits beschriebenen Apparatur [3] bei 20 °C gemessen, sodann durch eine

Temperaturerhöhung von 30 °C die Umwandlung in die β-Phase vollzogen und an der *gleichen* Probe die β-Sn-Korrelation aufgenommen. Die Phasenumwandlung wurde durch Messung der Thermospannung (gegen Cu) kontrolliert.



Die Figur (oben) zeigt die aus $N(\theta)$ durch Differenzieren und Erweitern mit $1/\theta$ hergeleiteten Impulsdichten. Deutlich erkennt man, dass bei α-Sn am Fermigrenzwinkel eine starke, für kovalent gebundene Elektronen offenbar charakteristische «Verschmierung» auftritt. Bei beiden Modifikationen lässt sich $N(\theta)$ ausgezeichnet als Superposition einer Gaussverteilung $G(\theta) = G_0 \cdot \exp(-\theta^2/\theta_g^2)$ und einer parabelförmigen Verteilung darstellen. Im unteren Teil der Figur ist $N(\theta) - G(\theta)$ dargestellt, wobei θ im quadratischen Maßstab aufgetragen ist. Die Normierung ist so vorgenommen, dass in beiden Fällen $[N] \equiv \int_0^\infty N(\theta) d\theta$ gleich gross ist; zudem wurde die Scheitelhöhe des parabelförmigen Anteils von β-Sn $P_0(\beta) = 1$ gesetzt. Die Parabelanteile erscheinen somit als Geraden, deren Extrapolation die Grenzwinkel $\vartheta_\alpha =$ 5,76 bzw. $\vartheta_\beta = 6{,}31$ mrad ergibt, in sehr guter Übereinstimmung mit den aus dem Sommerfeldmodell auf der Basis von vier an das Gitter abgetretenen Elektronen berechneten Werten $\theta_F = 5{,}84$ bzw. 6,32 mrad. Die Annihilationsmethode erweist sich somit als nützliches Werkzeug zur Bestimmung der Zahl von Elektronen, die an der kovalenten Bindung beteiligt sind. Die Abweichungen vom linearen Verlauf (Figur, unten) sind bei α-Sn wesentlich ausgeprägter als bei metallischem Zinn, was nochmals auf die starke «Verschmierung» an der Fermikante hinweist. Sie rührt nur zu einem kleinen Teil (ca. 30% bei β-Sn) von der endlichen geometrischen Auflösung her; möglicherweise ist bei α-Sn die von STEWART [4] definierte effektive Positronenmasse bedeutend grösser als bei β-Sn.

In der Tabelle sind u. a. einige Daten aufgeführt, die zur Diskussion der breiten, hier durch $G(\theta)$ approximierten Verteilung beitragen können, weil beide Modifikationen trotz recht verschiedener Strukturen, Dichten usw. die gleichen Ionen, näm-

Tabelle

	Struktur	ϱ g/cm³	ϑ mrad	θ_F mrad	θ_g mrad	P_0	G_0	$[G]/[N-G]$
α-Sn	Diamant	5,76	5,76	5,84	8,61	1,146	0,180	0,305 $\pm$ 0,015
β-Sn	Tetragon.	7,29	6,31	6,32	8,98	1,000	0,217	0,405 $\pm$ 0,04

lich Sn^{+4} aufweisen. So sollte z. B. der Coreannihilationseffekt in beiden Fällen sehr ähnlich sein. Tatsächlich unterscheiden sich die für $G(\theta)$ charakteristischen Winkel θ_g um nur 4%. In einer älteren Untersuchung von LANG et al. [5] wurde das Flächenverhältnis $[G]/[N-G]$ für β-Sn (allerdings mit dem von unseren Daten stark abweichenden Wert 0,23) benutzt, um den «excluded volume effect» in der von FERRELL [6] angegebenen, groben Näherung zu berechnen. Wir haben das gleiche Verfahren auf beide Zinnmodifikationen angewendet und finden für die Radien der Sperrvolumina die bemerkenswert ähnlichen Werte $a_s(\alpha) = 1{,}155 \pm 0{,}015$ Å und $a_s(\beta) = 1{,}130 \pm 0{,}025$ Å. – Der Vergleich unserer Messdaten an β-Sn mit den von MACKENZIE et al. [7] bei 25 °C ermittelten zeigt beste Übereinstimmung. Die gleichen Autoren geben Daten für – 150 °C an, die bis auf Volumeneffekte mit den Messwerten bei 25 °C übereinstimmen; wir nehmen daher an, dass bei dieser Messung beim Abkühlen keine merkliche Phasenumwandlung stattgefunden hat. – Messungen an anderen allotopen Modifikationen sind vorgesehen.

Literaturverzeichnis

[1] F. BADOUX, F. HEINRICH, G. KALLMEYER, Helv. phys. Acta *40*, 375 (1967).
[2] S. KAHANA, Phys. Rev. *129*, 1622 (1963).
[3] F. BADOUX, F. HEINRICH, Helv. phys. Acta *39*, 591 (1966).
[4] S. M. KIM, A. T. STEWART, J. P. CARBOTTE, Phys. Rev. Lett. *18*, 385 (1967).
[5] G. LANG, S. DEBENEDETTI, Phys. Rev. *108*, 914 (1957).
[6] R. A. FERRELL, Rev. Mod. Phys. *28*, 308 (1956).
[7] I. K. MACKENZIE, G. F. O. LANGSTROTH, B. T. A. MCKEE, C. G. WHITE, Canad. J. Phys. *42*, 1837 (1964).

Kollektive Anregungen in flüssigen Metallen

von T. SCHNEIDER, E. STOLL und N. SZABO
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am E.I.R., 5303 Würenlingen)

Kürzlich wurden mit Hilfe der unelastischen Neutronenstreuung kollektive Anregungen in flüssigen Metallen beobachtet [1–3]. Insbesondere konnten DÖRNER, PLESSER und STILLER [2] einen longitudinalen und transversalen Ast nachweisen. Diese Resultate können auf der Grundlage der Hydrodynamik und der kinetischen Gastheorie nicht erklärt werden. Dies rührt daher, dass die Hydrodynamik eine Kontinuumstheorie ist und deshalb nur Anregungen grosser Wellenlänge beschreiben kann und die Gastheorie nur auf Systeme kleiner Dichte anwendbar ist. Das Zwischengebiet kann experimentell mit der Neutronenstreuung untersucht werden und umfasst den nullten Schall. Es ist zu bemerken, dass für dieses Gebiet keine einheitliche Theorie bekannt ist.

Im folgenden versuchen wir diese Beobachtungen auf der Grundlage eines einfachen Modells zu erklären. Der Ausgangspunkt ist die Vorstellung, wonach ein flüssiges Metall als eine gefrorene Schmelze betrachtet wird, deren mittlere raumzeitliche Struktur der flüssigen Phase entspricht. In diesem Modell wird allerdings die Dämpfung des nullten Schalls vernachlässigt. Wenn wir vom Kristall zur gefrorenen Schmelze übergehen, so ergibt sich das folgende Dispersionsgesetz für den nullten Schall [6]:

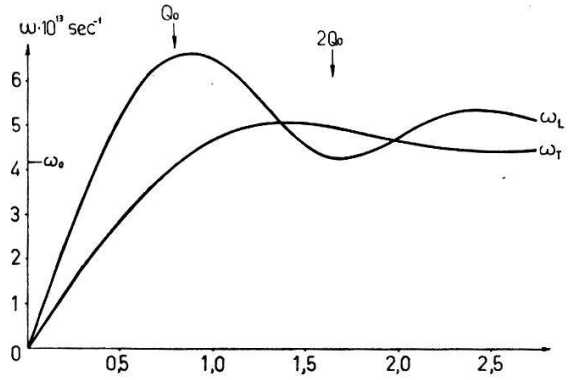
$$M\,\omega^2(q) = D(q)$$

$$D(q) = q^2\,U(q)\,[e_3\,e_\alpha]^2 + \frac{1}{(2\pi)^3\,n}\int d^3Q\,[Q_\alpha\,e_\alpha]^2\,U(Q)\,[A(|\boldsymbol{q}+\boldsymbol{Q}|) - A(Q)] \tag{1}$$

n ist die Anzahl der Ionen pro Volumeneinheit, M die Masse der Ionen, ω die Frequenz, $\boldsymbol{q}$ der Wellenvektor und $\boldsymbol{e}$ der Polarisationsvektor der Phononen mit Komponenten e_α (= 1, 2, 3), $U(Q)$ die Fouriertransformierte der effektiven Ion-Ion-Wechselwirkung und $A(Q)$ der atomare Strukturfaktor. Für den longitudinalen beziehungsweise transversalen Ast gilt:

$$e_L = \{0, 0, 1\} \qquad e_T = \{1, 0, 0\}.$$

Die Figur zeigt den Verlauf dieser Dispersionen am Beispiel des Aluminiums. In diesen Berechnungen verwendeten wir den bereits früher beschriebenen Ausdruck für die effektive Ion-Ion-Wechselwirkung [4] und den von GAMERTSFELDER gemessenen Strukturfaktor [7]. Diese Kurven beschreiben das Dispersionsgesetz des nullten Schalls und erklären den Verlauf der Messungen von DÖRNER, PLESSER und STILLER [2]. Das erste Maximum der Dispersion des longitudinalen Astes erscheint, analog zum Festkörper, am Ort des Radius der Brillouinkugel und das erste Minimum in der Umgebung des Durchmessers dieser Kugel. ω_0 ist die Grenzfrequenz für $q \to \infty$. Ergänzend ist zu bemerken, dass die Messanordnung von EGELSTAFF et al. [1] und RANDOLPH [3] keine eindeutige Dispersion liefert.



Dispersion des nullten Schalls in flüssigem Aluminium. ω_L longitudinaler Ast und ω_T transversaler Ast. Die Pfeile kennzeichnen den Radius Q_0 und den Durchmesser $2Q_0$ der ersten Brillouinkugel. ω_0 ist die Grenzfrequenz für $\boldsymbol{q} \to \infty$.

Mit Hilfe des Dispersionsgesetzes (1) und der Beziehung (2) kann auch die isotherme Kompressibilität berechnet werden.

$$B_T = \lim_{q\to 0}\left\{\frac{3\,q^2}{\mathrm{Mn}\,[\omega_L^2(q) + 2\,\omega_T(q)]}\right\}. \tag{2}$$

Die Resultate sind in der Tabelle zusammengestellt. Zum Vergleich sind auch die experimentell ermittelten Werte von KLEPPA [5] aufgeführt. In Anbetracht der Unsicherheiten in den verwendeten Strukturfaktoren kann die Übereinstimmung als befriedigend betrachtet werden.

Isotherme Kompressibilität in Einheiten von 10^{-6} dyn/cm²

	T °K	B_T^{exp}	B_T
Na	371	21.0	20.9
K	337	40.2	37.6
Rb	312	49.1	44.8
Al	973	–	1.7

Die auf Grund des skizzierten Modells berechnete Dispersion des nullten Schalls wurde in flüssigem Blei tatsächlich beobachtet [2]. Die experimentellen Tatsachen, einschliesslich der Kompressibilität flüssiger Metalle, haben somit eine quantitative Erklärung gefunden. Eine verfeinerte Theorie würde die Berücksichtigung der Dämpfung verlangen. Schliesslich wird es auch interessant sein, dieses Modell auf Helium anzuwenden.

Literaturverzeichnis

[1] J. S. COCKING und P. A. EGELSTAFF, Phys. Lett. *16*, 130 (1965).
[2] B. DORNER, T. PLESSNER und H. STILLER, Physica *31*, 1537 (1965).
[3] P. D. RANDOLPH und K. S. SINGWI, Phys. Rev. *152*, 99 (1966).
[4] T. SCHNEIDER und E. STOLL, Phys. kondens. Mat. *5*, 331 364 (1966).
[5] O. J. KLEPPA, J. chem. Phys. *18*, 1331 (1950).
[6] T. SCHNEIDER und E. STOLL, Solid St. Comm. *5*, 455 (1967).
[7] C. GAMERTSFELDER, J. chem. Phys. *9*, 450 (1941).

Quasielastische Neutronenstreuung in flüssigem Gallium

von T. SCHNEIDER, W. WAEBER und W. HÄLG
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am E.I.R., Würenlingen)

Effektives Ion-Ion-Potential und Ladungsverteilung der Valenzelektronen in einfachen Metallen

von E. STOLL und T. SCHNEIDER
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am E.I.R. Würenlingen)

Gitterdynamik und elektronische Struktur von $Pb_{0.6}Tl_{0.4}$ und $Pb_{0.4}Tl_{0.6}$

von T. SCHNEIDER, E. STOLL und N. SZABO
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am E.I.R., Würenlingen)

Zur Bindungsenergie einfacher Metalle

von T. Schneider und E. Stoll
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am E.I.R., Würenlingen)

Phononendispersion von Ammoniumchlorid

von U. Lutz, E. Stoll und W. Hälg
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am E.I.R., Würenlingen)

Die magnetische Suszeptibilität von Cu, Ag, Au, Zn, Cd, Hg und des Legierungssystems Au-Hg

von A. Menth und J. Wullschleger
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die magnetische Suszeptibilität von Cu, Ag, Au, Zn, Cd, Hg und des Legierungssystems Au-Hg wurde als Funktion der Temperatur bis in die Schmelze gemessen. Die Suszeptibilität der Ladungsträger in der flüssigen Phase wird zusammen mit den entsprechenden Werten der Systeme Ag-Sn [1] und Hg-In [2] mit dem Modell freier Elektronen verglichen und die gemessenen Abweichungen diskutiert.

Literaturverzeichnis

[1] A. Menth und H. Häberlin, Helv. phys. Acta *40*, 366 (1967).
[2] J. H. Güntherodt, A. Menth und Y. Tièche, Phys. Kondens. Mat. *5*, 392 (1966).

Die paarbrechende Wirkung eines Magnetfeldes in der Supraleitung: Das Beispiel der Oberflächensupraleitung

von G. Fischer und R. Klein
(Laboratories RCA, Ltd., Zürich)

Im Zustand der Oberflächensupraleitung (H_c oder $H_{c2} < H_{c3}$; $K > 0{,}417$) fliessen in der Oberfläche starke Abschirmströme, die den Cooper-Paaren eine kinetische Energie verleihen. Diese kinetische Energie bewirkt, dass auch bei sehr dicken Oberflächenschichten ($K \approx 1$; $H \approx H_c$ oder H_{c2}) das Anregungsspektrum lückenlos bleibt. Durch Absorption niederenergetischer Photonen (z. B. Mikrowellenquanten) können also rein energetisch Cooper-Paare aufgebrochen werden. Wegen der Impulserhaltung ist dieser Prozess aber nur möglich, wenn an der Oberfläche diffuse Streuung stattfindet. Dieser Mechanismus der Paarzersetzung wird für Blei und Bleilegierungen demonstriert.

Wechselstromverluste in Supraleitern

von H. H. Bebi
(Institut für Kalor. Apparate, Kälte- und Verfahrenstechnik, ETH, Heliumlabor, Physikstrasse 7, 8044 Zürich)

Mit Hilfe einer aus Thermistoren aufgebauten empfindlichen Messapparatur wurde die Helium-Verdampfungsrate von supraleitenden Proben beim Anlegen eines magnetischen Wechselfeldes gemessen. Die Messergebnisse werden verglichen mit publizierten Verlustwerten, die unter ganz unterschiedlichen Bedingungen gemessen wurden. Durch geeignetes Auswerten kann für Nb-Zr-Legierungen eine allgemein gültige Beziehung angegeben werden, die eine gute Vorausbestimmung der zu erwartenden Verluste gestattet.

Eine ausführliche Veröffentlichung dieser Arbeit ist vorgesehen.

Paramagnetische Neutronenstreuung in Seltenen Erden

von A. Furrer, W. Hälg und T. Schneider
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung, Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen, Schweiz)

Ionen im paramagnetischen Zustand werden durch den Spin S und das Bahnmoment L charakterisiert. Die $(2\,S + 1)\,(2\,L + 1)$-fache Entartung im freien Zustand kann teilweise durch die LS-Kopplung und das Kristallfeld aufgehoben werden. Während die Multiplettabstände in Seltenen Erden von der Grössenordnung eV sind, betragen die Kristallfeldaufspaltungen etwa 5–100 meV, sind also vergleichbar mit der Energie thermischer Neutronen. Die inelastische Neutronenstreuung ist deshalb eine geeignete Methode zur experimentellen Bestimmung der Kristallfeldaufspaltung. Mit einem Drehkristall-Flugzeit-Spektrometer haben wir derartige Messungen an CeAs durchgeführt. Wegen der thermischen Besetzung kann bei Zimmertemperatur nur der Übergang zwischen den zwei Kristallfeldniveaus um untersten Multiplett beobachtet werden. Unsere Messung ergab für diese Kristallfeldaufspaltung den Wert $11{,}5 \pm 1{,}0$ meV.

Transportgleichung für Phononen

von R. Klein und R. K. Wehner
(Laboratories RCA, Ltd., 8005 Zürich)

Das Verhalten der Phononendichte unter der Wirkung eines Temperaturgradienten wird durch die Zweiphononen-Green-Funktion beschrieben. Die Bewegungsgleichung dieser Funktion ist im Grenzfall $\omega\tau \ll 1$ (τ, Lebensdauer der thermischen Phononen) von der Form einer Boltzmann-Gleichung, wobei sich der Stossoperator aus der anharmonischen Phonon-Phonon-Wechselwirkung ergibt [1]. Eine Lösung der Boltzmann-Gleichung ist gleichbedeutend mit der Berechnung der sogenannten

Leiterdiagramme, deren Einfluss auf die Ultraschallabsorption und Photon-Phonon-Wechselwirkung bisher nicht untersucht wurde. Effekte des Phonontransports werden für Phänomene, die durch die Einphonon-GREEN-Funktion beschrieben werden, durch Vertexkorrekturen charakterisiert. Insofern sind Integralgleichungen für Vertexanteile Transportgleichungen äquivalent.

Von der Bewegungsgleichung des anharmonischen Kristalls ausgehend wird mit Hilfe der Methode der Funktionale für reelle Zeiten [2] (bei endlicher Temperatur) eine verallgemeinerte Boltzmann-Gleichung für Phononen angegeben. Die kubische und biquadratische Anharmonizität werden gleichzeitig behandelt, so dass sich die relative Bedeutung von Drei- und Vierphononenprozessen beurteilen lässt. Von verschiedenen Modellrechnungen zur anharmonischen Selbstenergie der Phononen ist bekannt, dass die biquadratische Anharmonizität ϕ_4 in erster Ordnung von gleicher Grössenordnung ist wie die kubische Anharmonizität ϕ_3 in zweiter Ordnung. Es zeigt sich, dass in der Näherung, in der die Dreiphononenprozesse den Peierlschen Stossoperator ($\propto \phi_3^2$) ergeben [3], ϕ_4 zu keinem Beitrag führt. Von besonderer Bedeutung ist in diesem Zusammenhang die Frage des zweiten Schalls. Dieser sollte durch eine von phänomenologischen Argumenten freie Lösung der Boltzmann-Gleichung oder Berechnung der Zweiphonon-Green-Funktion [4] hergeleitet werden. Diese Aufgabe ist mit zu grossen Schwierigkeiten verbunden, als dass gegenwärtig quantitative Vorhersagen über den zweiten Schall in realen Substanzen oder über neue Nachweismethoden möglich wären. Eine ausführliche Darstellung wird vorbereitet.

Literaturverzeichnis

[1] R. E. PEIERLS, *Quantum Theory of Solids*, Oxford 1955, p. 49.
[2] R. K. WEHNER, Phys. Stat. Sol. *22*, 527 (1967).
[3] L. J. SHAM, Phys. Rev. *156*, 494 (1967).
[4] C. P. ENZ, Communication to the 8th Scottish Universities' Summer School in Physics, St. Andrews, Aug. 1–19, 1967.

Die Wechselwirkung elastischer Dipole

von H. U. BEYELER und R. T. SHUEY
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Wir lösten die Gleichungen der linearen Kontinuumselastizitätstheorie in sphärischen Tensorkomponenten. Daraus berechneten wir die Verzerrung des Wirtgitters in der Nähe eines elastischen Dipols. Mit Hilfe der Wechselwirkungsformel von ESHELBY [1] bestimmten wir die Energien von Paaren von elastischen Dipolen. Die Rechnung wurde für isotrope Medien exakt und für kubische Medien näherungsweise durchgeführt. Die Resultate wandten wir auf die bekannten Zentren O_2^- und OH^- in KCl an.

Eine ausführliche Arbeit wird demnächst in der ZAMP erscheinen.

Literatur

[1] J. D. ESHELBY, Phil. Trans. Roy Soc. *A 244*, 87 (1951).

Paraelastisches Verhalten des S_2^--Moleküls in *KJ*

von K. Bachmann, H. R. Zeller und A. Zimmermann
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

S_2^--Moleküle in *KJ* [1] lassen sich oberhalb 12 °K mit mechanischen Spannungen ausrichten. Die Umorientierung dieser Defekte wurde einerseits mit paramagnetischer Resonanz und andererseits optisch durch Messung des auftretenden Dichroismus untersucht. Wir haben die Statik und die Kinetik der Kopplung des S_2^--Moleküls ans Gitter bestimmt. Durch Vergleich der Kinetik gelang es uns, zwei optische Absorptionen mit dem S_2^--Molekül in Verbindung zu bringen.

Literatur

[1] L. E. Vannotti and J. R. Morton, erscheint demnächst in Phys. Rev.

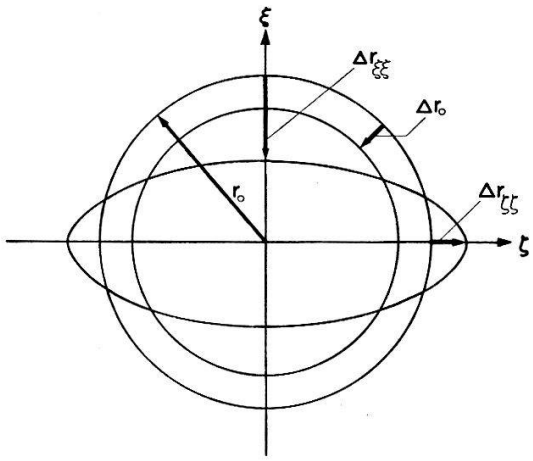
Die elastische Kopplung des O_2^--Zentrums in KCl an das Gitter

von Th. von Waldkirch, H. R. Zeller und W. Känzig
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Die elektronische Struktur des O_2^--Zentrums in den Alkalihalogeniden [1], [2] und die Statik und Dynamik der Ausrichtung unter dem Einfluss einer einachsigen mechanischen Spannung ist in der letzten Zeit experimentell [3], [4] und theoretisch [5] eingehend untersucht worden.

Die Ausrichtungsexperimente [3] lieferten nur den anisotropen Teil der elastischen Kopplung an das Gitter. Zum Studium der Wechselwirkung zwischen O_2^--Zentren [6] ist jedoch auch die Kenntnis des *isotropen* Teils notwendig. Dieser wurde nun in der vorliegenden Arbeit durch Messung der Gitterkonstanten von KCl als Funktion der O_2^--Konzentration bestimmt.

Die Auswertung erfolgte auf der Basis der Kontinuumstheorie der Gitterdefekte von Eshelby, wie sie von Cohen [7] auf das O_2^--Zentrum angewendet wurde: Man



Figur 1

Phänomenologisches Modell für das elastische Verhalten des O_2^--Zentrums nach Eshelby-Cohen [7].

geht aus vom idealen unverzerrten Kristall, in den man eine Hohlkugel vom Radius r_0 schneidet (Figur 1). Das entspricht der Entfernung eines Cl^--Ions aus dem Gitter. Der Defekt wird dargestellt durch ein Ellipsoid mit gleichem elastischem Verhalten wie der Wirtkristall.

In einem zweiten Schritt werden an die Hohlkugel Kräfte so angelegt, dass sie kongruent zum Defekt-Ellipsoid wird. Der Defekt wird nun in den Hohlraum eingeführt, die Oberflächen verklebt und die Kräfte wieder entfernt. Die Energie U des Einschlusses ist dann

$$U = -\frac{4\pi}{3} r_0^2 \, \Delta r \, \sigma \, .$$

Dabei ist σ der Tensor der äusseren Spannung. Die Hauptachsen des Tensors Δr sind in Figur 1 definiert. r_0 ist der Radius des Cl^--Ions.

Da sich durch Ausrichtungsexperimente stets nur Energiedifferenzen messen lassen, erhält man daraus [3] nur den anisotropen Teil von Δr. Der isotrope Teil $\Delta r_0 = 1/3 \, \mathrm{Sp} \Delta r$ lässt sich aus der Volumenänderung δV des Gitters beim Einbau eines Zentrums berechnen. Es ist:

$$\delta V = 4 \pi r_0^2 \, \Delta r_0 \, .$$

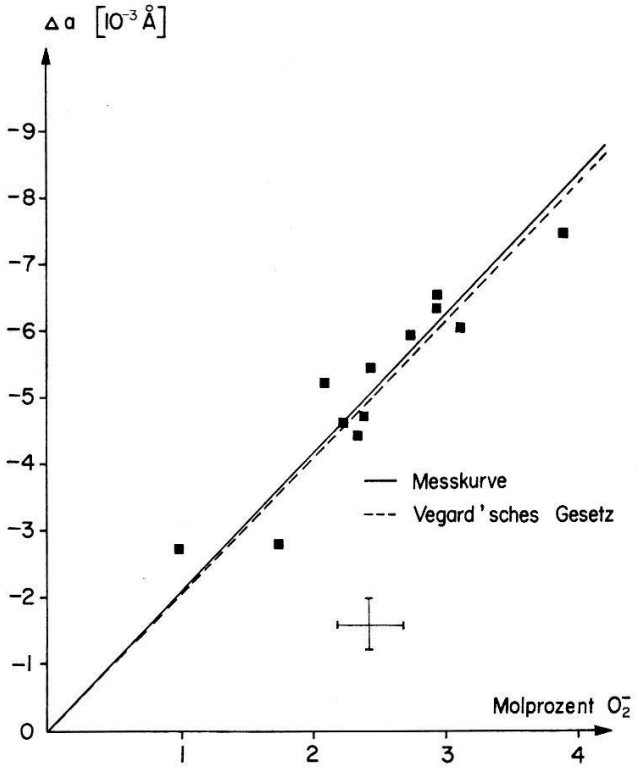
Die dadurch bedingte Gitterkonstantenänderung haben wir mit röntgenographischen Methoden gemessen.

Die Kristalle wurden aus der Schmelze in reiner O_2-Atmosphäre gezogen. Zur Erzielung der erforderlichen Konzentrationen von O_2^--Zentren wurde dem Schmelzgut reines metallisches Kalium beigefügt, welches sich in der Sauerstoffatmosphäre zu KO_2 oxidierte. Die Konzentration der O_2^--Zentren wurde bestimmt durch Messung des Sauerstoffgases, welches beim Auflösen der Kristalle im Wasser frei wird nach der Reaktion

$$2 \, KO_2 + 2 \, H_2O \rightarrow 2 \, KOH + \overset{\nearrow}{O_2} + H_2O_2 \, .$$

Die Messung der Gitterkonstanten erfolgte nach der Debye-Scherrer-Methode unter Verwendung einer kommerziellen 114 mm-Kamera und Cu K_α-Strahlung. Zur Herstellung der Präparate wurden Teile der Einkristalle mechanisch zerpulvert. Durch Tempern der Pulver für einige Stunden bei 150 °C liess sich eine bedeutende Verbesserung der Schärfe der Röntgenreflexse erzielen. Fig. 2 zeigt die Abweichung der Gitterkonstanten der dotierten KCl-Kristalle von derjenigen des reinen Kaliumchlorids als Funktion der O_2^--Konzentration. Der Fehler ist aus der Streuung der Messpunkte ersichtlich.

Die VEGARDsche Regel [8], die besagt, dass die Gitterkonstante eines binären Mischkristalles aus den Gitterkonstanten der beiden Komponenten (hier KCl und KO_2) linear interpoliert werden kann, ist innerhalb der Messgenauigkeit erfüllt, wenn für KO_2 die Gitterkonstante der kubischen Hochtemperaturphase verwendet wird. Setzt man hier $r_0 = r(Cl^-) = 1{,}81$ Å, so berechnet sich Δr_0 aus der gemessenen Gitterkonstantenänderung zu $\Delta r_0 = -0{,}148$ Å. Der vollständige Tensor Δr wird unter Verwendung des in [3] gegebenen anisotropen Anteils $\Delta r_{\xi\xi} = -0{,}19$ Å, $\Delta r_{\eta\eta} = -0{,}55$ Å und $\Delta r_{\zeta\zeta} = +0{,}29$ Å. (Wir verwenden das Koordinatensystem von Ref. [1–3]: ζ ist die Molekülachse [110], ξ ist parallel [1$\bar{1}$0] und η parallel [001]). Das Zentrum hat eine deutliche Anisotropie, indem die grösste Hauptachse des äquivalenten



Figur 2

Gitterkonstantenänderung von KCl: O_2^- in Funktion der O_2^--Konzentration. (Der Messfehler ist aus der Streuung der Punkte ersichtlich.)

elastischen Ellipsoids (längs der Molekülachse) mehr als das anderthalbfache der kleinsten Hauptachse beträgt.

Diese Messungen bilden eine Grundlage für die Berechnung der elastischen Wechselwirkung von benachbarten O_2^--Zentren [6].

Literaturvezreichnis

[1] H. R. Zeller und W. Känzig, Helv. phys. Acta *40*, 845 (1967).
[2] R. T. Shuey und H. R. Zeller, Helv. phys. Acta *40*, 873 (1967).
[3] W. Känzig, J. Phys. Chem. Solids *23*, 479 (1962).
[4] R. H. Silsbee, J. Phys. Chem. Solids (erscheint demnächst).
[5] R. Pirc, B. Zeks und P. Gosar, J. Phys. Chem. Solids *27*, 1219 (1966).
[6] R. T. Shuey und H. U. Beyeler, Z. angew. Math. Phys. (erscheint demnächst).
[7] Appendix zu [3].
[8] L. Vegard, Z. Phys. *5*, 17 (1921).

Dielektrische Relaxation von KBr:OH⁻ und KBr:OD⁻

von W. Känzig, K. Knop und G. Pfister
Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Hydroxyd-Ionen, die in Alkalihalogenid Einkristallen anstelle eines Halogenions eingebaut werden können, geben bei tiefen Temperaturen einen Beitrag zur dielektrischen Funktion. Wir haben die dielektrische Relaxation von Hydroxyd dotierten KBr-Einkristallen im Temperaturbereich 0,3 °K bis 300 °K gemessen. Die aus Cole-

Cole-Diagrammen bestimmte Dipol-Gitter-Relaxationszeit τ_0 ist unterhalb 4 °K annähernd proportional zu T^{-1} (°K^{-1}), und beträgt bei 1 °K $\sim 10^{-5}$ sec. Ein Gesetz der Form $\tau_0 \propto T^{-1}$ bedeutet, dass die Relaxationszeit durch Ein-Phononen-Prozesse bestimmt wird. Die Relaxationszeit τ_0 wird um einen Faktor zwischen eins und zwei länger, wenn anstelle der (OH^-)-Ionen (OD^-)-Ionen ins KBr-Gitter substituiert werden. Dieser wider Erwarten kleine Isotopeneffekt deutet darauf hin, dass die Bewegung des ganzen Molekülions und nicht die Bewegung des Protons bei tiefen Temperaturen zur dielektrischen Funktion beiträgt.

Eine ausführliche Arbeit wird publiziert.

Sur la migration des défauts de structure ponctuels dans les métaux[1])

par J. J. Paltenghi et J. Zahnd

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

Nous admettons que le saut élémentaire de migration d'un défaut ponctuel nécessite une fluctuation thermodynamique hétérophase dans son voisinage immédiat. Ce modèle appliqué à la migration des lacunes permet d'en calculer les paramètres et conduit à des résultats numériques en accord avec l'expérience.

Un article complet paraîtra dans Helvetica Physica Acta.

[1]) Subside No. 4576 du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

Mesure des courbes d'aimantation d'échantillons supraconducteurs par intégration électronique

par E. Posada et L. Rinderer

(Institut de Physique expérimentale, Université de Lausanne)

La méthode décrite, basée sur l'emploi d'un intégrateur électronique commercial, permet d'obtenir une sensibilité allant jusqu'à 10 maxwell-tours par centimètre, avec une dérive de $\pm$ 2 maxwell-tours en 10 minutes. L'enregistrement des courbes d'aimantation d'échantillons supraconducteurs de très petite dimension est ainsi possible.

Zur Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex von $BaTiO_3$ und $SrTiO_3$

von R. Hofmann

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH)

In $BaTiO_3$ (von 20 °C bis 300 °C) und in $SrTiO_3$ (von -150 °C bis 300 °C) wurde die Änderung des Brechungsindex als Funktion der Temperatur mit einer verfeinerten Ramachandran-Methode [1] gemessen. Die Interpretation der Resultate gemäss Bosman-Havinga [2] führt zum Schluss, dass die Temperaturabhängigkeit des

Brechungsindex einen Beitrag von ca. 35% an die reziproke Curiekonstante liefert. Direkter und indirekter Volumeneinfluss kompensieren sich dabei weitgehend und die explizite Temperaturabhängigkeit der optischen Polarisierbarkeit liefert den Hauptanteil. Die Volumenabhängigkeit der optischen Polarisierbarkeit kann mit Hilfe des Hüllen-Rumpf-Modells und gestützt auf Resultate von HAVINGA [3] in guter Übereinstimmung mit dem Experiment abgeschätzt werden.

Die in $BaTiO_3$ beobachtete Depression des Brechungsindex in der Nähe der 120°C-Umwandlung lässt sich als innerer, quadratischer elektrooptischer Effekt interpretieren: Die langwelligen transversal-optischen Gitterschwingungen (ferroelektrische Moden) erzeugen im kubischen Kristall eine hochfrequente Polarisation. Aus Messungen des «wahren» elektrooptischen Effekts am mechanisch geklemmten Kristall kennt man den Zusammenhang zwischen Polarisation und induzierter Änderung des Brechungsindex. Der quadratische Effekt in der kubischen Phase hat eine Verminderung des Brechungsindex im polarisierten Kristall zur Folge. Die simultan in allen drei Achsenrichtungen durch den Kristall laufenden langwelligen T.O.-Moden bewirken demnach eine isotrope Kontraktion der optischen Indikatrix.

Aus dem gemessenen Δn und JOHNSTONS [4] elektrooptischen Konstanten kann der quadratische Mittelwert der hochfrequenten spontanen Polarisation in kubischen $BaTiO_3$ abgeschätzt werden. Man findet einen starken Anstieg mit sinkender Temperatur und unmittelbar oberhalb der Umwandlung den Wert

$$\sqrt{\overline{P^2}} = 0.13 \pm 0.03\ C/m^2 .$$

Ein derartiger innerer elektrooptischer Effekt muss besonders dann zu grosser Lichtstreuung führen, wenn die Wellenlänge der T.O.-Moden vergleichbar mit derjenigen des einfallenden Lichts wird.

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

Literaturverzeichnis

[1] G. N. RAMACHANDRAN, Proc. Ind. Acad. Soc. *25*, 266 (1947).
[2] A. J. BOSMAN, E. E. HAVINGA, Phys. Rev. *129*, 1593 (1963).
[3] E. E. HAVINGA, J. Phys. Chem. Sol. *28*, 55 (1967).
[4] A. R. JOHNSTON, Appl. Phys. Let. *7*, 195 (1965).

Pics de relaxation dans l'or pur écroui[1])

par W. BENOIT, P.-A. GRANDCHAMP et B. BAYS
(Laboratoire de génie atomique de l'Ecole polytechnique de l'université de Lausanne)

Plusieurs pics de frottement intérieur ont été observés sur des échantillons d'or écrouis par étirage à la température de l'azote liquide et in situ. Les mesures sont effectuées au pendule de torsion [1] (0,04–0,5 Hz) et dans l'installation de vibration de lames encastrées [2] (30–400 Hz) entre −180°C et 20°C. Au pendule on observe trois pics P_1, P_2 et P_3 [1] suivant les notations d'OKUDA et HASIGUTI [3]. En

[1]) Subside 4576 du Fonds national suisse de la recherche scientifique.

flexion on observe également les deux pics P_1 et P_3 [4] alors que P_2,qui se recuit à très basse température, apparaît au cours de la première montée en température et probablement très déformé par le recuit simultané à l'observation. D'autres pics P' et P_0 apparaissent également lors des mesures en flexion après des écrouissages de types différents (laminage). Les résultats obtenus sont resumés avec ceux d'OKUDA et HASIGUTI [3] sur la figure 1, où le logarithme de la fréquence de mesure est reporté en fonction de l'inverse de la température des pics. On peut alors calculer les énergies de relaxation et fréquences limites:

$$P_1 \quad E_R = 0{,}23 \pm 0{,}01 \text{ eV} \quad \nu_0 = 7 \cdot 10^8$$
$$P_2 \quad E_R = 0{,}33 \pm 0{,}02 \text{ eV} \quad \nu_0 = 3 \cdot 10^8$$
$$P_3 \quad E_R = 0{,}35 \pm 0{,}01 \text{ eV} \quad \nu_0 = 4 \cdot 10^8$$

valeurs qui sont en accord avec celles obtenues par OKUDA et HASIGUTI.

Si l'on introduit ces énergies de relaxation dans l'équation donnant la largeur du pic à sa hauteur moitié, on obtient une largeur théorique beaucoup plus faible

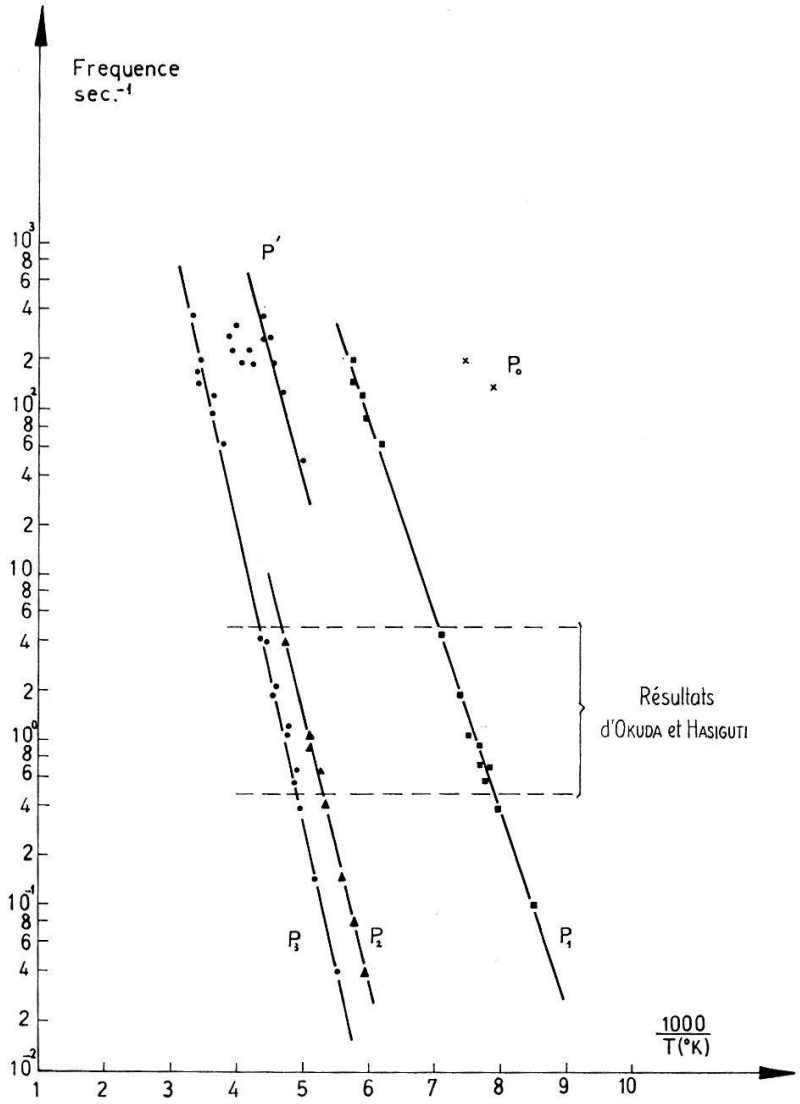


Figure 1

Valeur de la fréquence en fonction de l'inverse de la température des pics P_1 P_2 P_3.

que celle observée expérimentalement (d'un facteur 2 pour P_2). Pour expliquer ce phénomène on introduit [5] généralement une répartition spectrale sur les valeurs du temps de relaxation τ du type $\Psi(\ln \tau/\tau_m)$ où τ_m est la valeur la plus probable et Ψ une fonction normalisée.

Si l'on choisit Ψ de type gaussien,

$$\psi(z) = \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}}\, e^{-(z/\beta)^2} \text{ avec } z = \ln \frac{\tau}{\tau_m}$$

β = paramètre caractéristique de la distribution

on peut calculer la valeur de β pour chaque pic obtenu expérimentalement. Les résultats sont reportés sur la figure 2.

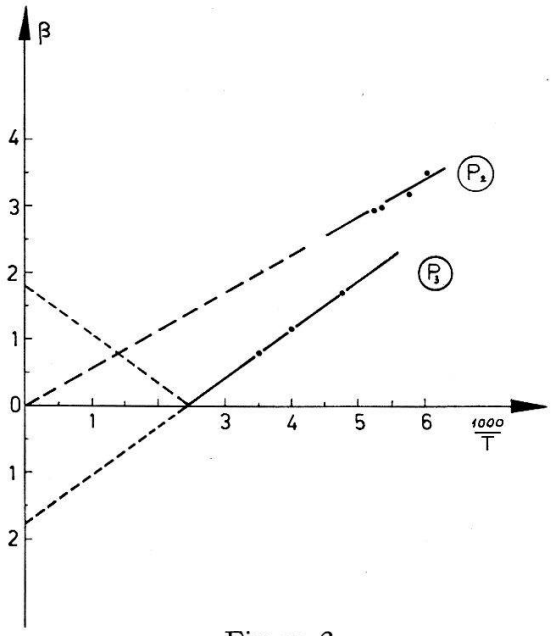


Figure 2

Paramètre β en fonction de l'inverse de la température.

Pour les pics P_2 et P_3 on aurait und solution du type

$$\beta = \left|\beta_{\tau_0} \pm \frac{\beta_E}{k\,T}\right| .$$

Pour P_2 on ne peut pas déterminer ces constantes avec précision.

Pour P_3 par contre on obtient:

$$\beta = \left|1{,}6 - 0{,}654\,\frac{1000}{T}\right| \quad \text{ou} \quad \begin{array}{l} \beta_{\tau_0} = 1{,}6 \\ \beta_E = 0{,}0564 \text{ eV}. \end{array}$$

Un tel résultat a la signification suivante [4]:
le spectre, supposé sur τ, agit simultanément sur

$$\tau_0 \text{ et } E_R \; (\tau = \tau_0\, e^{E_R/kT})$$

avec des paramètres caractéristiques β_{τ_0} et β_E respectivement. En outre, on montre [5] qu'il y a corrélation entre les variations de τ_0 et E_R et que si E_R croît, τ_0 décroît et ν_0 croît.

P_3 est habituellement interprété par un phénomène d'interaction entre défauts ponctuels et dislocations. L'énergie de relaxation E_R est l'énergie d'interaction entre le défaut et la dislocation, la fréquence limite ν_0 est la fréquence propre de vibration d'une certaine longueur de dislocation l.

$$\nu_0 = \nu_D \frac{b}{l} \qquad \begin{aligned} \nu_D &= \text{fréquence de Debye} \\ b &= \text{vecteur de Burgers}. \end{aligned}$$

Ainsi si l diminue, ν_0 croît et E_R croît. On conclut que l'énergie d'interaction d'un défaut ponctuel avec une dislocation doit augmenter lorsque la longueur du segment de dislocation diminue et réciproquement.

Bibliographie

[1] N. Jäger, W. Benoit et R. C. Fornerod, Helv. phys. Acta *39*, 582 (1966).
[2] W. Benoit et R. C. Fornerod, Helv. phys. Acta *39*, 587 (1966).
[3] S. Okuda et R. R. Hasiguti, Acta Met. *11*, 257 (1963).
[4] W. Benoit, à paraître.
[5] A. S. Nowick et B. S. Berry, IBM J. Res. Develop. *5*, 297, 312 (1961).

Étude du frottement intérieur d'échantillons d'argent après écrouissage et irradiation à basse température[1])

par P.-A. Grandchamp, W. Benoit et B. Bays
(Laboratoire de Génie Atomique de l'Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne)

De nombreux auteurs soulignent la forte variation du frottement intérieur d'échantillons métalliques irradiés aux neutrons rapides. Cet effet est attribué à l'épinglage des dislocations par des défauts d'irradiation.

En outre, Fornerod [1] montre que le frottement intérieur après écrouissage d'un échantillon d'argent polycristallin (pureté 99,999%) présente, en fonction de la température de recuit, un maximum ($3 \cdot 10^{-3}$) situé à 235 °C. Il attribue cet effet à la réorganisation des dislocations qui deviennent très mobiles et au relâchement des contraintes internes.

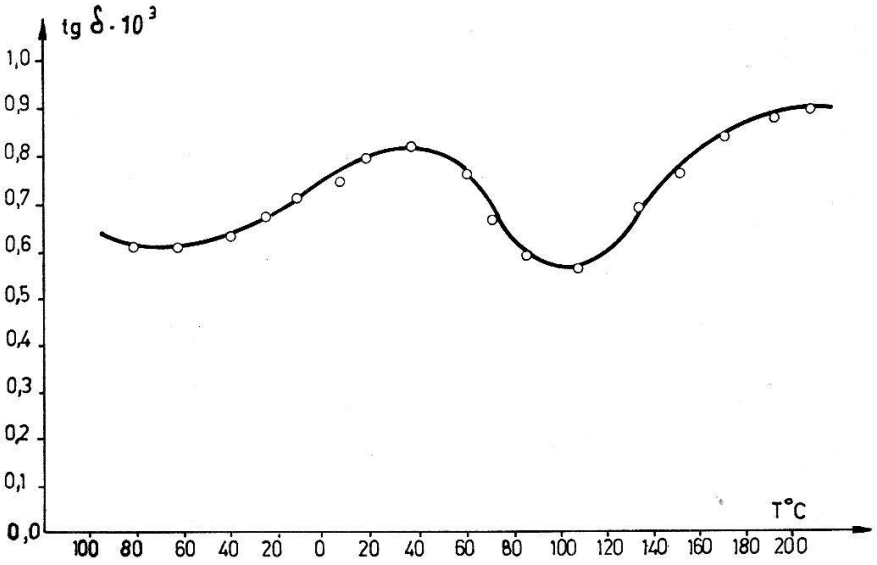
L'existence, dans un tel échantillon, de dislocations libres de se mouvoir devrait le rendre très sensible à l'effet d'épinglage signalé plus haut. L'expérience décrite ici a donc porté sur des échantillons d'argent de $50 \times 5 \times 3$ mm écrouis par laminage (réduction d'aire de 30%) puis recuits pendant 2 h à 235 °C.

Après ce traitement, les échantillons sont irradiés, à la température de l'azote liquide, dans la boucle froide installée dans le réacteur SAPHIR de Würenlingen, à un flux rapide intégré de $2{,}2 \cdot 10^{17}$ nvt. Afin d'éviter de trop les activer sous l'effet du flux thermique, nos échantillons sont protégés par un blindage de cadmium. Ils

[1]) Subside 4576 du Fonds National Suisse de la recherche scientifique.

sont ensuite montés, sous froid, dans l'installation de vibration en flexion décrite par FORNEROD [1].

Les résultats d'une montée en température jusqu'à 200 °C sont représentés en figure. Le frottement intérieur, tgδ, y est reporté en fonction de la température de mesure.



Nous constatons tout d'abord que le frottement intérieur initial a diminué d'un facteur 5 par rapport à l'échantillon avant irradiation. On peut se demander s'il ne s'agit pas d'une variation due à un écrouissage parasite durant la manipulation; toutefois, la bonne reproductibilité des mesures laisse supposer un épinglage des dislocations par les défauts ponctuels créés par irradiation, ces derniers ayant migré sur les dislocations déjà à la température de l'azote liquide.

Entre -80 °C et $+20$ °C, on observe une augmentation de frottement intérieur qui ne peut s'expliquer que par la disparition des défauts épingleurs. Ils peuvent soit migrer le long des dislocations, soit disparaître par l'arrivée d'autres défauts qui les détruiraient (lacunes ou bilacunes venant annihiler des interstitiels par exemple).

La descente située entre $+20$ °C et $+70$ °C proviendrait alors de la migration des nouveaux défauts (bilacunes puis lacunes) qui viendraient épingler à leur tour les dislocations.

La remontée finale doit être due d'une part à l'augmentation réversible du frottement intérieur en fonction de la température et d'autre part à un phénomène de migration des lacunes le long des dislocations.

Bibliographie

[1] R. C. FORNEROD, Thèse EPUL, 1967 (à paraître).