Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 41 (1968)

Heft: 4

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Bern, vom 19. und 20. April 1968

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: 13.07.2025

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

© 1968 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 Bern, vom 19. und 20. April 1968

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: die Herren G. AUBERSON (Lausanne), H. BALSIGER (Spiegel/Bern), E. BAUMGARTNER (Basel), R. BENJAMIN (Zürich), J. BERNASCONI (Balsthal), W. BÖTTICHER (Basen), P. BRÜESCH (Staretschwil), U. ERNI (Aarburg), R. GLEYVOD (Basel), J. C. GUILLOT (Genf), R. HENZI (Genf), A. HEYM (Lausanne), E. HUNDT (Zürich), A. JAECKLIN (Ennetbaden), K. KNOP (Zürich), H. W. LEHMANN (Zürich), M. LIETZ (Baden), E. MOHN (Bern), J. MUGGLI (Küsnacht), H. NÄGELE (Lörrach), R. NEFF (Arlesheim), G. PHILIPPIN (Zürich), A. POLLITZER (Zürich), CHR. RISCH (Kilchberg), A. ROULIER (Worb), W. SCHLUP (Jona), P. A. SCHMELZBACH (Zürich), B. STAUFFER (Bern), J. STEFFEN (Bern), S. STRÄSSLER (Ennetbaden), G. THIÉVENT (Zürich), F. TROYON (Renens), L. TSCHUDI (Bern), TH. TSCHUDI (Bern), F. K. VON WILLISEN (Zürich), A. ZUMSTEG (Esslingen).

Damit zählt die Gesellschaft 798 Mitglieder.

2. *Jahresabrechnung:* Rechnungsabschluss per 29. Februar 1968

Einnahmen

Mitgliederbeiträge	Fr. 5 922.—
Druckkostenbeiträge der Autoren	Fr. 10 120.—
Nettozins Zürcher Kantonalbank	Fr. 411.—
	Fr. 16 453.—

Ausgaben

Druckkosten H.P.A. und ZAMP	Fr. 3 063.50
Sekretariat	Fr. 4 480.45
PTT und Bankspesen	Fr. 30.70
Spesen	Fr. 3 544.40
Vorschuss an EPG ($ 400.–)	Fr. 1 736.50
	Fr. 12 855.55

Total Einnahmen	Fr. 16 453.–
Total Ausgaben	Fr. 12 855.55
Saldo	Fr. 3 597.45
Vermögen am 7. März 1967	Fr. 27 696.87
Saldo per 29. 2. 1968	Fr. 3 597.45
	Fr. 31 294.32
Das Vermögen befindet sich:	
auf Postcheck-Konto 80-27577	Fr. 13 336.12
auf Zürcher Kantonalbank, Zürich	Fr. 17 958.20
	Fr. 31 294.32

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

3. *Wahlen*

Die Herren Prof. Dr. J.-M. JAUCH, Genf, Prof. Dr. W. KÄNZIG, ETH, und Prof. Dr. D. RIVIER, Lausanne, treten gemäss den Statuten der SPG nach sechsjähriger Amtszeit als Mitglieder des Redaktionskomitees der H.P.A. zurück. An ihrer Stelle werden neugewählt: Prof. Dr. M. GUENIN, Genf, Prof. Dr. B. HAHN, Bern und Prof. Dr. K. HEPP, ETH. Für den zurücktretenden Abgeordneten der SPG im Senat der SNG, Prof. Dr. A. MERCIER, Bern, wird gewählt: Prof. Dr. H. OESCHGER, Bern, bisher Stellvertreter für den Abgeordneten der SPG im Senat der SNG und Abgeordneter in der Mitgliederversammlung der SNG. Dafür neugewählt wird Prof. Dr. C. JACCARD, Neuchâtel.

Die SPG dankt den zurückgetretenen Amtsinhabern für ihre geleisteten Dienste und wünscht ihnen weiterhin alles Gute.

4. *Abstimmungen*

a) Die Mitgliederbeiträge werden auf den 1. Januar 1969 neu festgelegt:
Einzelmitglieder: Fr. 15.– pro Jahr
Kollektivmitglieder: Fr. 150.– pro Jahr
Bibliotheken: Fr. 15.– pro Jahr
Mitgliedschaft auf Lebenszeit: 20facher Gesamtbetrag, inklusive eventuelle Beiträge zur Europäischen Physikalischen Gesellschaft und zur Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft.

b) Der erste Beitrag der SPG an die Europäische Physikalische Gesellschaft wird durch die Generalversammlung ratifiziert.

c) Der Vorstand wird ermächtigt, den Beitritt der SPG zur Europäischen Physikalischen Gesellschaft zu erklären, mit dem Vorbehalt der Ratifikation durch die Mitgliederversammlung an der Herbsttagung 1968.

5. *Herbsttagung 1968*

Die Herbsttagung der SPG findet im Rahmen der Gesamttagung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft in Einsiedeln vom 27. bis zum 30. September 1968 statt.

Theoretische Physik

Que savons-nous de la diffusion pion-pion?

von G. WANDERS
(Séminaire de Physique Théorique, Université, Lausanne)

Hauptvortrag.

Mathematische Probleme im galileiinvarianten Lee-Modell

von R. SCHRADER
(Seminar für theoretische Physik, ETH, Zürich)

Hauptvortrag.

Grossmann & Rosenhauer Analysis of a Crystallisation Model

by PH. CHOQUARD and H. KUNZ
(Battelle Institute, Geneva)

The authors of Reference [1] recently proposed a procedure to investigate the temperature dependence of the specific heat C_v near phase transitions according to the behaviour of a limiting density of complex temperature zeros of the canonical configuration integral, expressed in terms of a finite Laplace transform of the interaction phase space for stable potentials. This finite Laplace transform is related to the existence of extensive lower and upper bounds to the interaction potential energy of stable systems. If the phenomenologically known types of transition are reproduced for given densities of zeros, no example is quoted which correlates these densities with physical models. The purpose of this paper then is to report the results of an application of S.G. & W.R. analysis to the crystallisation model of an Einstein Solid discussed in Reference [2]. In the classical limit, the jump in C_v turns out to be exactly $1/2\,K$ per degree of freedom as otherwise known from a different treatment of the model.

Reference

[1] S. GROSSMANN and W. ROSENHAUE, *Temperature Dependence Near Phase Transitions in Classical and Quant. Mech. Canonical Statistics*, Z. Phys. *207*, 138–152 (1967).
[2] PH. CHOQUARD, *The Anharmonic Crystal* (Benjamin, Jan. 1968), § 6.3.

Coexistence of Superconductivity with the Overhauser Spin Density Wave

by P. Petalas and W. Baltensperger
(Seminar für Theoretische Physik, ETH, Zürich)

In dirty superconductors with non-magnetic impurities the Cooper pairs consist of time reversed waves [1]. An electron gas in an ionic antiferromagnet can also be superconducting [2]. In this case, however, the pairing does not involve time reversed waves. The present work shows that an electron gas in a spin density wave (SDW) state can simultaneously carry superconductivity.

For an interacting electron gas in a homogeneous background of positive charges the SDW Hartree Fock state [3] has a lower energy than the paramagnetic state. The stability of the SDW, which is doubtful in the presence of screening [4], will be assumed in this work. The SDW state is a Slater determinant composed of the functions:

$$\varphi_{\boldsymbol{k}\pm} = \Omega^{-1/2} \{\alpha \cos\vartheta_{\pm}(\boldsymbol{k}) \exp i\, \boldsymbol{k}\, \boldsymbol{r} + \beta \sin\vartheta_{\pm}(\boldsymbol{k}) \exp i\, (\boldsymbol{k} + \boldsymbol{Q})\, \boldsymbol{r}\}$$

where Ω is the volume, α the spin up and β the spin down state, and $\boldsymbol{Q}$ the wave vector of the spiral. The energies of the states $\varphi_{\boldsymbol{k}+}$ and $\varphi_{\boldsymbol{k}-}$ form two bands, which are separated by a gap of the order of the Néel temperature. In the SDW ground state the functions $\varphi_{\boldsymbol{k}-}$ only are occupied. They will henceforth be designated by $\varphi_{\boldsymbol{k}}$ and the corresponding creation and annihilation operators by $c_{\boldsymbol{k}}^{+}$ and $c_{\boldsymbol{k}}$. The occupied volume in $\boldsymbol{k}$ space is such that with $\boldsymbol{k}$ it also contains $-\boldsymbol{k} - \boldsymbol{Q}$. While we explicitly use plane waves, the considerations can easily be extended to Bloch waves.

The Hamiltonian of the system is:

$$\sum_{\boldsymbol{k}} \varepsilon_{\boldsymbol{k}}\, c_{\boldsymbol{k}}^{+}\, c_{\boldsymbol{k}} + H_c + H_{ph} + H_{e-ph}\,.$$

The first two terms are the kinetic and Coulomb energies. The parameters $\vartheta(\boldsymbol{k})$ and $\boldsymbol{Q}$ of the SDW are chosen to minimize the diagonal part of these energies. In the following the diagonal (Hartree Fock) energy will be included in $\varepsilon_{\boldsymbol{k}}$ and H_c represents the remaining non-diagonal part of the Coulomb interaction. The last two terms of the Hamiltonian describe phonons and their interaction with the electrons.

The effective electron-electron interaction is obtained by the elimination of the phonons through a second order perturbation calculation. We disregard any change in the parameters of the SDW, supposing that the SDW binding energy is large compared to the effects of the electron-phonon interaction, or in particular that the Néel temperature is much higher than the critical temperature of superconductivity.

The functions $\varphi_{\boldsymbol{k}}$ and $\varphi_{-\boldsymbol{k}-\boldsymbol{Q}}$ are selected to form the Cooper pair. These functions are not related by time reversal, but the expectation value of the momentum of the pair vanishes. The reduced Hamiltonian, which describes the scattering between these Cooper pairs, becomes:

$$\sum_{\boldsymbol{k}} \varepsilon_{\boldsymbol{k}}\, c_{\boldsymbol{k}}^{+} c_{\boldsymbol{k}} + \sum_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}'}{}' \{W_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}'} \cos^2[\vartheta(\boldsymbol{k}) - \vartheta(\boldsymbol{k}')]$$
$$- W_{-\boldsymbol{k}-\boldsymbol{Q},\boldsymbol{k}'} \cos^2[\vartheta(-\boldsymbol{k} - \boldsymbol{Q}) - \vartheta(\boldsymbol{k}')]\}\, c_{\boldsymbol{k}'}^{+}\, c_{-\boldsymbol{k}'-\boldsymbol{Q}}^{+}\, c_{-\boldsymbol{k}-\boldsymbol{Q}}\, c_{\boldsymbol{k}}$$

with

$$W_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}'} = \Omega^{-1} \left\{ V_c(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}') + \frac{|g\,(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k})|^2\,\omega^2\,(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}')}{[(\varepsilon_{\boldsymbol{k}} - \varepsilon_{\boldsymbol{k}'})^2 - \omega^2\,(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}')]} \right\}$$

Σ' sums over the half of the $\boldsymbol{k}$ space for which $\boldsymbol{k}\,\boldsymbol{Q} < -\,Q^2/2$. Further $V_c\,(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}')$ and $g\,(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}')$ are matrix elements of the Coulomb and electron-phonon interaction for plane wave states and $\omega\,(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}')$ the phonon energy. The matrix element $W_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}'}$ differs only through $\varepsilon_{\boldsymbol{k}}$ from that of the paramagnetic case, so that the first term $W_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}'} \cos^2[\vartheta(\boldsymbol{k}) - \vartheta(\boldsymbol{k}')]$ by itself would similarly lead to superconductivity, although diminished by the trigonometric factor. The second term leads to a further reduction. However, as the Néel temperature is small compared to the Fermi energy, $\vartheta(\boldsymbol{k})$ assumes values close to the paramagnetic solution on a large part of the occupied region. For transitions within this part:

$$1 \approx \cos^2[\vartheta(\boldsymbol{k}) - \vartheta(\boldsymbol{k}')] \gg \cos^2[\vartheta(-\,\boldsymbol{k} - \boldsymbol{Q}) - \vartheta(\boldsymbol{k}')]$$

and the first term prevails. Superconductivity is therefore compatible with the SDW state.

References

[1] P. W. Anderson, J. Phys. Chem. Solids *11*, 26 (1959).
[2] W. Baltensperger and S. Strässler, Phys. Kondens. Mat. *1*, 20 (1963).
[3] A. W. Overhauser, Phys. Rev. *128*, 1347 (1962).
[4] P. A. Fedders and P. C. Martin, Phys. Rev. *143*, 245 (1966).

Die Zuordnung zweier Ellipsoidpaare mit den Grunddarstellungen der Gruppe SU(3)

von E. Muff
(Laboratoire Suisse de Recherches Horlogères, Neuchâtel)

Durch drei Deformationsparameter $\varepsilon_i = \ln(X_i/D)$ eines Ellipsoides mit den Hauptachsenabschnitten X_i und bei Erhaltung des Volumens ($\sim D^3$) ist es möglich aus den ε_i zwei Invarianten A und V zu bilden, welche den Koeffizienten einer kubischen Gleichung $\varepsilon^3 - A\,\varepsilon - V = 0$ entsprechen. Diese Invarianten genügen bei reellen Lösungen der Deformationsparameter (Kreisteilungsgleichung) zwei Ungleichungen, deren Grenzen bei einer Transformation mit konstantem A und variablem V durch zwei Typen von Rotationsellipsoiden dargestellt werden. Für eine Zuordnung der Hauptachsenrichtungen zweier dieser Ellipsoide (Ladungs- und Hyperladungsellipsoid) gelingt es die drei Paare der ε_i von den gemeinsamen Achsenrichtungen (z.B. durch den Drehimpuls realisiert) den Ladungen und Hyperladungen der drei Quarkteilchen und ein zweites Ellipsoidpaar, das durch obige Transformation entsteht, den drei Antiquarkteilchenzuständen so zuzuordnen, dass aus diesen sechs Zuständen die Symmetrien der Teilchen mit starker Wechselwirkung folgen. Eine Interpretation der Ellipsoideigenschaften ist kontinuumstheoretisch als Singularität in einem Äthersubstrat möglich. Eine Ätherhypothese ist logisch nicht ausgeschlossen,

da z. B. aus den folgenden beiden Äthereigenschaften die Lorentztransformationen herleitbar sind. Die Uhren eines Bezugssystems B, die sich gegen den Äther des absoluten Systems A bewegen, laufen langsamer um $\tau' = \tau \sqrt{1 - (v/c)^2}$ und Massstäbe sind in der Bewegungsrichtung verkürzt um $l' = l \sqrt{1 - (v/c)^2}$. Die Uhren in B längs der x'-Achse sind synchronisiert, wenn sie von A aus beobachtet um $- v\, x'/c^2$ voneinander abweichen. Mit dieser Definition und den obigen beiden Äthereigenschaften folgen die Lorentztransformationen und damit ebenfalls eine ungezwungene Erklärung des Uhrenparadoxons. Die dynamischen Ellipsoideigenschaften leitet man aus der Annahme ab, dass die Deformationszustände der beiden Ellipsoide eines Ellipsoidpaares mit verschiedenen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten auf benachbarte nicht angeregte Teilchen des Äthers überwechseln. Wird die Stromdichte des ersten (zweiten) Ellipsoides dem positiven (negativen) Gradienten der Aufenthaltsdichte des zweiten (ersten) Ellipsoides proportional gesetzt, so folgt aus den Kontinuitätsgleichungen für die beiden Stromdichten ein Diffusionsgleichungspaar, das die Form der kräftefreien Schrödingergleichung annimmt. Bei anwesenden Kräften bewegen sich die Ellipsoide nach Kraftpotentialen, die Poissonschen Differentialgleichungen mit den Produkten aus dem bekannten Potential und den respektiven Aufenthaltsdichten als Quellen genügen. Statistisch sind die Aufenthaltsdichten als Abweichungen von einem thermodynamischen Gleichgewicht angeregter Ellipsoide deutbar. Neben dieser Dynamik sind die statischen Eigenschaften durch Volumenänderungen der Ellipsoide proportional den ausgezeichneten Achsenabschnitten in das Modell einzuführen, wobei nur gewisse Deformationszustände als beobachtbare Teilchen gelten. Für die stationäre radiale Differentialgleichung eines erzeugten Ellipsoidpotentials $\phi(r)$ wird $\phi' + a\,\phi^n\,\phi = 0$ angesetzt, die Konstanten a und n, ferner die Randbedingung im Mittelpunkt sind von den gegebenen Ellipsoideigenschaften abhängig. Setzt man $(p\,\phi + q\,\phi^3)^{-1}$ an Stelle von $a\,\phi^n$ in die Differentialgleichung ein, so entsteht nach der Integration eine reduzierte kubische Gleichung in ϕ, deren reelle Lösungen eine Mindestenergie zur Anregung eines inneren Deformationszustandes des Ellipsoides bedingen.

Formule d'homotopie et bilan d'énergie

par D. Bovet

(Laboratoire de Géozechnique de l'Epul, Lausanne)

Lorsqu'on cherche à établir l'équation du bilan d'énergie d'un champ dans le cadre du calcul différentiel extérieur, on s'aperçoit que la clef du calcul est une identité appelée formule d'homotopie. L'emploi de ce procédé est un guide sûr pour former presque automatiquement l'expression de la conservation de l'énergie de plusieurs champs superposés; on voit alors clairement apparaître deux termes distincts pour représenter l'apport d'énergie. Dans le cas de l'élastodynamique, l'un de ces termes est la densité de puissance des forces extérieures, l'autre est la densité de puissance dissipée. L'interprétation de ces termes en thermoélastodynamique, ou en électromagnétisme, donne lieu à des remarques curieuses.

Festkörperphysik

A Novel Type of Reversal in Magnetic Films[1])

by A. A. JAECKLIN
(Brown Boveri Research Center)

A novel type of reversal propagating at high speed has recently been reported [1]. The reversal process appears to be one of partial rotation with a partially reversed region that is much larger than the film thickness. The large width of the reversal region makes a high group velocity possible even though the rotation of an individual spin may be comparatively slow. Experimental values for the propagation speed are in the order of 10^7 cm/sec.

In order to avoid a tedious computation of the actual propagation phonomenon, a model with significant simplifications has been investigated. This model includes exchange, intrinsic losses, magnetostatic effects and anistropy. To make the model amenable to analytical calculation, a rather arbitrary magnetization distribution has been introduced. It has further been assumed that intrinsic losses represent the limiting factor and determine the reversal speed. On this basis, the total free energy has been calculated. This energy can then be minimized with respect to the width of the partially reversed region. With the use of Gilbert's modification of the equation of motion [2], a propagation speed is found. This theoretical result is in good agreement with the experiment.

A full paper is being prepared.

References

[1] A. A. JAECKLIN, IEEE Trans. Magnetics, *MAG-3*, 616 (Dec. 1967).
[2] T. L. GILBERT, Phys. Rev. *100*, 1243 (1955).

[1]) The experimental part of this work was completed while the author was with Ampex Corp., 401 Broadway, Redwood City, Calif.

Magnetic Properties of $NaCrS_2$

by K. W. BLAZEY and H. ROHRER
(IBM Forschungslaboratorium, 8803 Rüschlikon/ZH)

The magnetization and the differential susceptibility parallel and perpendicular to the Cr-layers have been measured in the temperature range from 2.17 °K to 30 °K and in magnetic fields up to 200 kOe. The results show that $NaCrS_2$ is an antiferromagnet below 18 °K with the Cr^{3+} spins parallel to the Cr-layers. The differential

susceptibility shows a nearly temperature-independent spin-flop type transition at about 20 kOe and a temperature-dependent spin-flop to paramagnetic phase transition with a critical field of 138 kOe at 0 °K. From the temperature dependence of these phase transitions, the magnetic phase diagram was obtained. The Néel temperature, the exchange field and the positive paramagnetic Curie-Weiss temperature of + 38 °K are discussed in terms of the interlayer and intralayer exchange constants.

Paramagnetic Resonance of Cr^{3+} in the Layer Structure of $NaInS_2$

by K. A. Mueller, W. Berlinger, R. Meili and C. Schueler[1])
(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland)

The resonance of a localized paramagnetic impurity in a layer structure is observed for the first time. The Cr^{3+} substitutes for the In^{3+} and shows a resolved hyperfine interaction with the six coplanar next-neighbor indium cations. An in-plane fractional charge transfer of 3.0% on the indium ions or 1.0% per 3 d electron is deduced. $g = 1.983 \pm 0.001$ and $D = -0.0392 \pm 0.003\ \mathrm{cm}^{-1}$ at 300 °K. The axial D parameter changes linearly with temperature above 120 °K at a high rate of $\partial D/\partial T = -0.86$ gauss/°K, which is ascribed to 'implicit' thermal effects. A comparison between the D parameter observed at 4.2 °K and the total uniaxial magnetic anisotropy field of $NaCrS_2$ is made, from which it is concluded that about one seventh of the latter quantity results from single ion ligand field effects.

[1]) Presently with Brown, Boveri & Cie., Research Center, 5513 Dättwil, Switzerland.

Photoleitung der Europium-Chalkogenide EuO, EuS und EuSe

von R. Bachmann, G. Busch und P. Wachter
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Die Europium-Chalkogenide zeigen bei Zimmertemperatur bei 1,115 eV (EuO), 1,645 eV (EuS) und 1,780 eV (EuSe) starke optische Absorption [1]. Zur Erklärung des Anregungsprozesses wurden verschiedene Modelle vorgeschlagen. Methfessel [2] und Kasuya und Yanase [3] schreiben die optische Absorption Exciton-Zuständen zu. Cho [4] und Rys et al. [5] erklären die Absorption mit Interbandübergängen. Messungen der spektralen Empfindlichkeit der Photoleitung zeigen, dass mit der optischen Absorption Elektronen in ein Leitungsband angeregt werden.

Literatur

[1] G. Busch und P. Wachter, Phys. kondens. Mat. *5*, 232 (1966).
[2] S. Methfessel, Z. angew. Phys. *18*, 414 (1965).
[3] T. Kasuya und A. Yanase, priv. Mitteilung.
[4] S. J. Cho, Phys. Rev. *157*, 632 (1967).
[5] F. Rys, J. Helman und W. Baltensperger, Phys. kondens. Mat. *6*, 105 (1967).

Einfluss der magnetischen Ordnung auf die optische Absorption von $HgCr_2S_4$

von G. Harbeke
(Laboratories RCA, Hardturmstrasse 169, 8005 Zürich)

Eine ausführliche Arbeit erscheint später.

Austrittsarbeit und Kathodolumineszenz in EuSe

von G. Busch, G. Güntherodt und P. Wachter
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

In einer zylindersymmetrischen Hochvakuumtriode, bestehend aus einer Oxydkathode und einem zweiseitig geschlitzten Anodenzylinder, wurde auf die Innenseite eines elektrisch leitenden und durchsichtigen Glaskolbens eine dünne Schicht EuSe-Pulver aufsedimentiert.

Aus dem Schnittpunkt des im halblogarithmischen Maßstab extrapolierten Anlauf- und Sättigungsstromes ergab sich für die Kontaktspannung zwischen Kathode und EuSe-Schirm 1,6 V. Unter Berücksichtigung der Austrittsarbeit der Oxydkathode mit 1,5 eV erhielten wir eine Austrittsarbeit des EuSe bei Zimmertemperatur von $3{,}1 \pm 0{,}3$ eV.

Die von Busch und Wachter [1] am EuSe entdeckte Photolumineszenz konnte auch unter Elektronenbeschuss oberhalb etwa 15 eV Auftreffenergie der Elektronen im Temperaturbereich zwischen 77 und 100 °K nachgewiesen werden. Ein Vergleich zwischen Photo- und Kathodolumineszenz zeigte eine im Verhältnis 1:5000 schwächere Intensität für die Kathodolumineszenz. Als Quantenausbeute ergab sich bei der Kathodolumineszenz ein emittiertes Lichtquant für etwa 140 einfallende Elektronen bei einer Energie von 300 eV. Da der spezifische Widerstand von EuSe bei 77 °K etwa in der Grössenordnung von 10^{13} bis 10^{14} Ωcm liegt, muss mit einer Aufladung der Substanz unter Elektronenbeschuss bei tiefen Temperaturen gerechnet werden.

Literatur

[1] G. Busch und P. Wachter, Phys. Lett. *20*, 617 (1966).

Constantes optiques de EuSe et EuTe

par G. Busch et R. Verreault
(Laboratoire de Physique de Corps solide, EPF, Zurich)

Comme l'obtention de monocristaux purs des chalcogénures d'europium est encore problématique, nous avons mesuré les constantes optiques à la température ambiante sur sept échantillons de différentes productions des sélénure et tellurure et avons étudié l'effet de la pureté des échantillons sur les résultats. Les mesures du coefficient d'absorption s'étendent sur une partie du visible et sur le proche infra-rouge jusqu'à 2,5 microns. Les indices de réfraction furent mesurés dans le visible en lumière mono-

chromatique d'après la méthode de déplacement d'images [1]. La confrontation des résultats des différentes productions et la comparaison avec les données de la littérature [2] révèlent un progrès significatif dans la qualité des cristaux les plus récents [3].

Bibliographie

[1] W. N. Lawless and R. C. De Vries, J. opt. Soc. Am. *54*, 1225 (1964).
[2] B. E. Argyle, J. C. Suits and M. J. Freiser, Phys. Rev. Lett. *15*, 822 (1965).
[3] G. Busch and E. Kaldis, à paraitre.

Spezifische Wärme von HoN und LuN

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

Die spezifische Wärme von HoN und LuN[1]) wurde mit einem adiabatischen Kalorimeter zwischen 1,8 °K und 280 °K gemessen. HoN zeigt ein breites Maximum der spezifischen Wärme bei 12,7 ($\pm$ 0,4) °K, was mit der aus magnetischen Messungen bestimmten Curietemperatur von 12 °K übereinstimmt [1]. Für die Gitterwärme werden die Werte von LuN [θ_D ($T = 0$) = 500 °K] abgezogen. Die spezifische Wärme von HoN lässt sich bei tiefen Temperaturen mit der Theorie von Ebina und Tsuya [2] mit $\mu = 2{,}05$ °K und $\lambda = 2{,}5$ °K und einem Hyperfeinfeld am Kern von $H_{eff} = 6{,}5$ MOe erklären. Der Einfluss des Kristallfeldes wird diskutiert.

Literatur

[1] G. Busch, P. Junod, F. Levy und O. Vogt, Proc. Int. Conf. on Magnetism, Nottingham, p. 272 (1964).
[2] N. Ebina und Y. Tsuya, J. appl. Phys. *35*, 800 (1964).

[1]) HoN in kristalliner Form und LuN wurden von Dr. E. Kaldis hergestellt. Eine Arbeit darüber erscheint demnächst.

Magnétostriction d'échange dans les chalcogénures d'Europium

par G. Busch et F. Lévy
(Laboratoire de Physique du Corps Solide, EPF, Zürich)

L'expansion thermique des monochalcogénures d'Europium a été mesurée de la température de l'Hélium liquide à la température ambiante, par une technique de diffraction des rayons X dans les monocristaux. Dans leur phase ferromagnétique, EuO et EuS présentent une contraction isotrope de leur réseau cristallin, étroitement liée à l'ordre magnétique, à l'intérieur du cristal. La variation de volume spécifique est proportionnelle au carré de l'aimantation spontanée. Cette anomalie d'expansion thermique, en rapport avec l'énergie magnétique [1], renseigne sur la façon dont les paramètres d'échange dépendent de la distance interionique.

Bibliographie

[1] B. E. Argyle, N. Miyata, T. D. Schultz, Phys. Rev. *160*, 413 (1967).

Influence of Magnetic order in Ferromagnetic Insulators on the Optical Phonon Frequency

by J. S. HELMAN and W. BALTENSPERGER
(Seminar für Theoretische Physik, ETH, Zürich)

The temperature dependent frequency shift of long wavelength optical phonons in ferromagnetic insulators due to magnetic order is calculated. Specifically we treat compounds with EuO structure.

The Hamiltonian $H = H^l + H^m$ contains the 'pure lattice' energy H^l including anharmonic terms, and the magnetic energy $H^m = \sum_{i<j} I_{ij} \boldsymbol{S}_i \cdot \boldsymbol{S}_j$. For the superexchange coupling constant we assume $I_{ij} = \sum_l J(d^{il}, d^{lj}, x^l)$ where d^{il} and d^{lj} are the distances between neighbouring magnetic ions i, j and the nearest non-magnetic ions l, and $x^l = \cos\alpha^l$, with α^l the angles between these links. The resulting frequency shift for longitudinal or transversal optical phonons depends on the derivatives of J:

$$\Delta\omega = (4 \langle \boldsymbol{S}_0 \cdot \boldsymbol{S}_1 \rangle_T / \mu\, a_0^2\, \omega_l) \{4\, a_0 [(1 + K_l\, \gamma_l\, \mu\, \omega_l^2 / a_0)\, J_d + J_{dx}] + 4\, (J_{xx} + J_x) + a_0^2\, J_{dd}\} .$$

μ is the reduced mass, $\langle \boldsymbol{S}_0 \cdot \boldsymbol{S}_1 \rangle_T$ the spin correlation, a_0 the 'pure lattice' lattice constant extrapolated to 0°K, K_l is the lattice compressibility and γ_l the lattice Grüneisen constant. The derivatives are taken at the equilibrium positions corresponding to a_0.

Faraday-Effekt in Europium-Chalkogeniden

von FRANZ RYS
(Seminar für Theoretische Physik, ETH, Zürich)

Der grosse Faraday-Effekt, der kürzlich an dünnen Filmen [1] und an Einkristallen [2] nahe an der optischen Absorptionskante an den halbleitenden Ferromagnetika EuO, usw. gemessen wurde, lässt sich auf Grund eines einfachen Modells erklären, nach welchem die (virtuellen) Übergänge in ein Leitungsband erfolgen. Dieses Modell wurde bereits verwendet zur quantitativen Deutung der beobachteten Rotverschiebung der optischen Kante bei tiefen Temperaturen [3]. Ferner wurde kürzlich die Photoleitung an diesen Substanzen gemessen [4] und im Modell gedeutet. In dieser Mitteilung wird der Faraday-Effekt im Rahmen desselben Modells erklärt, nachdem schon SUITS et al. [5] den Faraday-Effekt für lokalisierte Zustände berechnet haben.

Das Leitungsband in EuO (das uns hier als Beispiel diene) sei aufgebaut aus den höherliegenden Zuständen des Eu^{2+}-Ions; nach dem berechneten Niveauschema [6] kommen hiefür in erster Linie die $5d$- und $6s$-Zustände in Frage. Anderseits wird das Valenzband gebildet aus den $2p$-Zuständen des O^{2-}-Anions. Die Zustände der halbgefüllten $4f$-Schale des Eu^{2+}-Ions sind stark lokalisiert und nicht direkt am betrachteten Übergang beteiligt. Hingegen sind die $(4f)^7$-Schalenzustände durch Austausch an das Leitungsband gekoppelt. Im ferromagnetisch geordneten Zustand der $4f$-Spins spaltet demzufolge das Leitungsband in zwei entgegengesetzt spinpolarisierte Unter-

bänder auf. Ferner herrscht im $5d$-Band eine bedeutende Spin-Bahn-Kopplung wegen der hohen Kernladungszahl des Eu. Aus den gerechneten Daten [6, 7] ergibt sich für das Austauschintegral J und für die Spin-Bahn-Energie dieselbe Grössenordnung von 0,2 eV. Der Faraday-Effekt ergibt sich nun infolge des Zusammenspiels der Austauschkopplung und der Spin-Bahn-Kopplung.

Der Faraday-Winkel θ pro Längeneinheit l des durchstrahlten Mediums ist gegeben durch die Beziehung

$$\frac{\theta}{l} = \frac{\omega}{2c}(n_+ - n_-) \tag{1}$$

wobei der einfallende, linear polarisierte Lichtstrahl zerlegt gedacht ist in eine rechts- und eine links-zirkularpolarisierte Komponente mit den Brechungsindices $n_\pm$. Für den Fall verschwindender Absorption $k = 0$ und in der Faraday-Konfiguration (Lichtstrahl parallel zur Magnetisierung $M\,\boldsymbol{e}_z$, die hier längs einer Kristallachse vorausgesetzt wird) ergibt sich:

$$\frac{\theta}{l} = \frac{\omega}{2c\,n_0}\,\mathrm{Im}\,\varepsilon_{xy} \tag{2}$$

n_0 ist der mittlere Brechungsindex. Definiert man den DK-Tensor ε_{ik} als lineare «response»-Funktion nach [8], so ist in zweiter Ordnung der Störungsrechnung:

$$\frac{\theta}{l} = \frac{\pi}{n_0} N \frac{e^2}{\hbar c} \sum_{n'n}{}' \frac{\omega_{n'n}^2}{\omega_{n'n}^2 - \omega^2} \Delta_{n'n} \tag{3}$$

$$\Delta_{n'n} = |x_{n'n}^+|^2 - |x_{n'n}^-|^2$$

$$\hbar\,\omega_{n'n} = E_{n'} - E_n$$

n numeriert die besetzten Einteilchenzustände des Valenzbandes, während n' die leeren Leitungszustände bezeichnet. $x_{n'n}^\pm$ sind die entsprechenden Dipolmatrixelemente in der Kombination $x^\pm = x \pm i\,y$. Der Hauptbeitrag in (3) für ω in der Nähe der Absorptionskante ist gegeben durch die Zustände n des oberen Valenzbandrandes einerseits und die Zustände n' des unteren Leitungsbandes anderseits; für diese Zustände sei $k = 0$ (Punkt Γ der Brioullinzone). Unter dem Einfluss:

a) des Kristallfeldes H_{KF} mit flächenzentriert-kubischer Symmetrie,

b) der Austauschwechselwirkung $H_{ex} = -1/2\,J\,M\,s_z$, wobei M die Magnetisierung in der z-Richtung ist, und

c) der Spin-Bahn-Kopplung $H_{SB} = (\hbar/2\,m^2\,c^2)\,(\mathrm{grad}\,V, \boldsymbol{p}, \boldsymbol{s})$

spaltet nun das Leitungsband auf. Die Aufspaltung des Valenzbandes ist viel kleiner und wird hier vernachlässigt. Betrachten wir zunächst den Operator

$$H_0 = \frac{p^2}{2m} + H_{KF}. \tag{4}$$

Das $5d$-Band spaltet unter Einwirkung von (4) im Punkte Γ in ein (für f.c.c.-Symmetrie) tieferliegendes, 6-fach entartetes Γ_{5g}-Niveau und ein um die KF-Aufspaltung höherliegendes 4-fach entartetes Γ_{3g}-Niveau auf. Wegen der relativ grossen KF-Aufspaltung (10 Dq $\approx$ 2 eV) vernachlässigen wir im weiteren das höherliegende Band.

Der gesamte Hamiltonoperator

$$H_H = \frac{p^2}{2m} + H_{KF} + H_{ex} + H_{SB} \tag{5}$$

wird im Raume der 6 Zustände Γ_{5g} diagonalisiert. H hebt die Entartung von Γ_{5g} vollständig auf; zu jedem Zustand $\Gamma^{(i)}$ gehört jetzt eine verschiedene Energie $\varepsilon^{(i)}$, ($i = 1, \ldots, 6$). Die Grössen $\Delta_{n'n}$ in Gleichung (3) berechnen sich nun so, dass für n' die Zustände $\Gamma^{(i)}$ des Leitungsbandes und für n die Valenzzustände mit $2p$-Charakter eingesetzt werden. Die explizite Rechnung wird nach folgendem Schema durchgeführt: Für die $5d$-Atomzustände lässt sich H_0 exakt diagonalisieren; ferner lässt sich H im Raume der 6 tieferen t_{2g}-Zustände explizite diagonalisieren. Die Überlappungsintegrale benachbarter $5d$-Schalen sind hierauf im Sinne der «tight-binding» Näherung zu berücksichtigen. Die so berechnete Faraday-Rotation stimmt grössenordnungsmässig überein mit den experimentellen Daten.

Literatur

[1] J. H. Greiner, IBM-Research Note (1967).
[2] R. Verreault, private Mitteilung.
[3] F. Rys, J. S. Helman und W. Baltensperger, Phys. kondens. Mat. *6*, 105 (1967).
[4] R. Bachmann und P. Wachter, Phys. Lett. *26A*, 478 (1968).
[5] J. C. Suits, B. E. Argyle und M. J. Freiser, J. appl. Phys. *37*, 1391 (1966).
[6] F. Herman und S. Skillman, *Atomic Structure Calculations* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey 1963).
[7] R. E. Watson, S. Koide, M. Peter und A. J. Freeman, Phys. Rev. *139*, A167 (1965).
[8] P. Nozières und D. Pines, Phys. Rev. *113*, 1254 (1959).

Zur thermodynamischen Beschreibung kritischer Zustände nach Tisza

von W. Czaja
(Laboratories RCA, Ltd., Zürich 8005)

Phasenumwandlungen 2. Ordnung treten in Kristallen häufig auf. Am Umwandlungspunkt selbst, dem kritischen Punkt, befindet sich ein derartiger Kristall nach Tisza [1] in einem Gleichgewichtszustand reduzierter Stabilität («kritischer Zustand»). Zur Beschreibung von kritischen Zuständen eines Systems (z.B. kritischer Punkt, λ-Punkt, Curie-Punkt, usw.) leitet Tisza Aussagen aus den Stabilitätskriterien für diese Zustände ab. Dabei liefert diese Theorie für den einfach überblickbaren Modellfall des kritischen Punktes bei der Verdampfung einer reinen Flüssigkeit eine endliche spezifische Wärme C_v und eine isotherme Kompressibilität $\varkappa_T$, die am kritischen Punkt gegen unendlich geht. Erstmals haben nun aber Bagatskii et al. 1962 [2] experimentell zeigen können, dass in Ar am kritischen Punkt sowohl C_v als auch $\varkappa_T$ unendlich werden. Dieses Verhalten ist seither für viele Gase bestätigt [3] und als Einwand gegen die Gültigkeit der Theorie von Tisza gedeutet worden [4].

Interpretiert man jedoch den kritischen Punkt als isolierten Punkt auch in der $U(S, v)$-Darstellung, so lässt sich die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment wieder herstellen und die erwähnten Einwände entkräften. Man kann schliesslich zeigen [5], dass sich für bestimmte Systeme die Ehrenfest-Landau-Theorie [6]

der Umwandlungen 2. Ordnung als Grenzfall aus der TISZA-Theorie ergibt. Diese Ergebnisse lassen vermuten, dass sich TISZAS Theorie zu einer thermodynamischen, d.h. qualitativen Theorie der kritischen Zustände ausgestalten lässt.

Literatur

[1] L. TISZA, Ann. Phys. (N.Y.) *13*, 1–92 (1961).
[2] M. I. BAGATSKII, A. V. VORONEL and V. G. GUSAK, J. exptl. theoret. Phys. (USSR) *43*, 728 (1962), (engl. Übersetzung JETP *16*, 517 (1963)).
[3] He: C. E. CHASE et al., Phys. Rev. Lett. *13*, 467 (1964). Xe: C. EDWARDS et al., Phys. Rev. Lett. *20*, 496 (1968). O_2: A. V. VORONEL et al., J. exptl. theoret. Phys. (USSR) *45*, 828 (1963) (engl. Übersetzung JETP *18*, 568 (1964)). N_2: A. V. VORONEL et al., J. exptl. theoret. Phys. (USSR) *50*, 897 (1966) (engl. Übersetzung JETP *23*, 597 (1966).
[4] H. B. CALLEN, Konferenzber. in J. appl. Phys. *37*, 1172 (1966).
[5] W. CZAJA, wird publiziert.
[6] Vgl. L. D. LANDAU and E. M. LIFSHITZ, *Statistical Physics* (Pergamon Press, London 1959).

Comportement magnétique d'alliages Ni-Rh

par H. COTTET, P. DONZÉ, J. ORTELLI, E. WALKER et M. PETER
(Institut de Physique Expérimentale, Université de Genève)

Des mesures de chaleur spécifique et d'aimantation magnétique dans les alliages Ni-Rh ont été présentées récemment [1] avec un maximum commun à la concentration critique pour le ferromagnétisme (62 à 63% Ni): cette augmentation a été attribuée aux effets des fluctuations de spin. Les propriétés des alliages ferromagnétiques de cette série étaient déjà connues [2].

Nous avons effectué des mesures de susceptibilité magnétique, de résonance paramagnétique du Gd et de vitesse du son dans quelques échantillons de Ni-Rh. La plupart des résultats sont en accord avec un modèle de bande avec interaction d'échange. Nous avons dopé certains alliages avec 0,8% Fe, et mis en évidence un moment géant d'environ 12 magnétons de Bohr par atome de Fe dans $Ni_{.62}Rh_{.38}$, diminuant pour des concentrations décroissantes de Ni vers la valeur connue d'environ 2,5 μ_B/at. Fe dans le Rh pur [3]. Pour les alliages riches en Rh ce moment géant coexiste avec un éventuel effet Kondo.

Nos mesures magnétostatiques concernant les échantillons de composition critique présentent certaines anomalies à basse température. Celles-ci ont été interprétées par HAHN et WOHLFARTH [4] à l'aide d'un modèle superparamagnétique expliquant également de manière très satisfaisante l'anomalie de chaleur spécifique observée par BUCHER [1] dans un spécimen $Ni_{.63}Rh_{.37}$.

Bibliographie

[1] E. BUCHER, W. F. BRINKMAN, J. P. MAITA and H. J. WILLIAMS, Phys. Rev. Lett. *18*, 1125 (1967) et J. appl. Phys. *39*, 547 (1968).
[2] J. CRANGLE and D. PARSONS, Proc. Roy. Soc. *A 255*, 509 (1960); E. VOGT und F. BÖLLING, Z. angew. Phys. *23*, 173 (1967).
[3] G. S. KNAPP, J. appl. Phys. *38*, 1267 (1967) et Phys. Lett. *25 A*, 114 (1967).
[4] A. HAHN and E. P. WOHLFARTH, to be published in Helv. phys. Acta.

Phononen Dispersion in Kupfer

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

In einem Metall mit nahezu freien Leitungselektronen lässt sich die potentielle Energie aus der direkten Coulomb- und Austausch-Wechselwirkung der abgeschlossenen Ionenrümpfe sowie dem Beitrag der Ion-Elektron- und der Elektron-Elektron-Wechselwirkung aufbauen. Auf dieser Grundlage diskutieren wir den Verlauf der Phononen Dispersion. Da der Beitrag des direkten Austausches überwiegt, muss das effektive Elektron-Ion-Potential aus der Bindungsenergie und dem elektrischen Widerstand bestimmt werden.

Vitesse du son dans des alliages de Pd dopés avec des éléments de transition

par J. Ortelli, C. Susz, E. Walker et M. Peter
(Institut de Physique Expérimentale, Université de Genève)

Des mesures de la vitesse du son dans une série d'alliages Pd-Rh et Pd-Ag ont mis en évidence une corrélation entre les constantes élastiques et la susceptibilité magnétique. La variation de la vitesse du son entre 77 et 300 °K montre pour la composition $Pd_{95}Rh_5$ un minimum prononcé coïncidant avec le maximum de la variation de susceptibilité entre ces deux températures [1]. La contribution électronique au module de cisaillement G est proportionnelle à la susceptibilité.

Nous avons procédé de même pour étudier la variation de la susceptibilité de la matrice hôte en présence d'impuretés dissoutes dans ces alliages. Dans le cas d'impuretés magnétiques, nos mesures [2] présentent l'avantage sur celles de susceptibilité en hauts champs et de résonance paramagnétique électronique de donner des indications sur la susceptibilité à haute température.

Pour le Fe, l'anomalie de la vitesse du son n'est pas influencée par des concentrations de Fe jusqu'à 1% mais ensuite diminue rapidement pour disparaître aux environs de 5% de Fe. Ces résultats sont en bon accord avec des mesures magnétiques récentes en hauts champs [3]. Le Co a un effet analogue sur la susceptibilité de bande qui est saturée mais à un degré moindre que dans le cas du Fe. Les mesures pour le Co, continues entre 4,2 et 300 °K, ont montré une forte singularité de la vitesse qui est liée à la magnétostriction lorsque l'alliage devient ferromagnétique et qui donne une méthode originale pour déterminer les points de Curie. Le Ni a par contre un comportement différent. Nous déduisons de nos résultats que la variation de la susceptibilité est légèrement augmentée. Des mesures de susceptibilité en hauts champs [4] montrent effectivement une forte augmentation à 0,1 °K. Des mesures de résonance paramagnétique électronique [5] avaient également indiqué un tel comportement.

Pour les éléments de transition ne portant pas de moment magnétique tels que Ru, Os, Pt, nos mesures indiquent une diminution de la variation de susceptibilité qui correspond aux mesures magnétiques classiques [6].

Nous avons ainsi obtenu des indications sur la susceptibilité de bande des alliages Pd-Rh et Pd-Ag en présence d'impuretés magnétiques, cas où les mesures classiques de susceptibilité ne s'appliquent plus. Pour certains de ces alliages, nos résultats sont en accord avec les mesures magnétiques en hauts champs et de résonance paramagnétique alors que pour d'autres, nos résultats sont les premières indications sur la susceptibilité de la matrice.

Références

[1] O. Belmahi, etc., Helv. phys. Acta *39*, 337 (1966).
[2] A publier dans les Helv. phys. Acta.
[3] S. Foner, J. appl. Phys. *39*, 411 (1968).
[4] G. Chouteau, R. Fourneaux, K. Gobrecht, R. Tournier, Phys. Rev. Lett. *20*, 193 (1968).
[5] D. Shaltiel, J. H. Wernick, H. J. Williams, M. Peter, Phys. Rev. *135*, A1346 (1964).
[6] E. Vogt, E. Oehler, Ann. Physik [7] *15*, 357 (1965).

Magnetische Suszeptibilität von Chromlegierungen

von D. Bender
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

An Chrom und den binären kubisch raumzentrierten Legierungen Cr-Mo, Cr-W, Cr-Re, Cr-Ru und Cr-Os wurde die magnetische Suszeptibilität im Temperaturbereich zwischen 4,2° und 700 °K gemessen. Der Antiferromagnetismus erstreckt sich in den einzelnen Legierungen bis zu folgenden Konzentrationen: Cr-Mo 24 At.%, Cr-W 17 At.%, Cr-Re 18 At.%, Cr-Ru 17 At.% und Cr-Os 12 At.% der entsprechenden Zulegierung. Aus der Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität konnte durch Vergleich mit der an den gleichen Proben gemessenen Elektronenwärme die durch die magnetische Ordnung bedingte Reduktion der Spinsuszeptibilität bestimmt werden.

Elektrische und magnetische Eigenschaften flüssiger Legierungen mit Übergangsmetallen

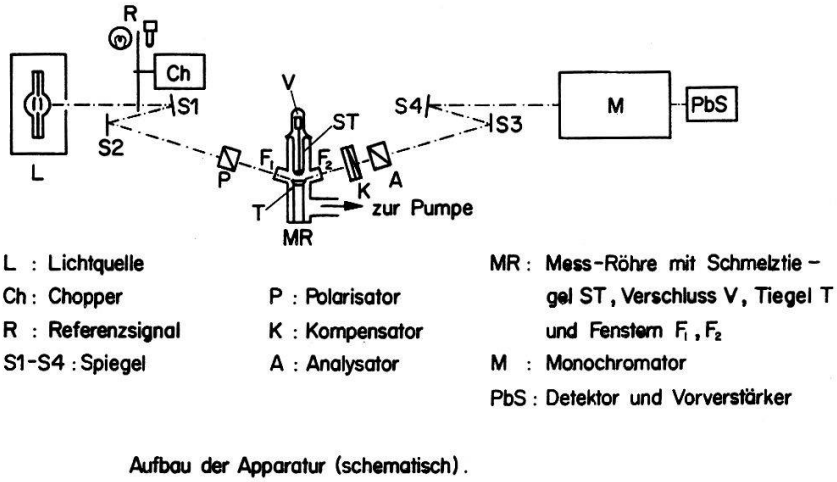
von H.-J. Güntherodt
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Nach den Messungen des Hall-Koeffizienten und des elektrischen Widerstandes flüssiger Legierungen normaler Metalle und die Einteilung in 4 Gruppen gemäss der Zimanschen Theorie, ist nun die Untersuchung von flüssigen Legierungen mit Übergangsmetallen interessant. Um diese Legierungen über den gesamten Konzentrationsbereich zu untersuchen, sind experimentelle Schwierigkeiten zu überwinden, wie sie auch bei Messungen an den flüssigen Legierungen Cu-Ge und Au-Ga auftreten. Mit den zur Verfügung stehenden Messungen wird diskutiert, ob die Zimansche Theorie des elektrischen Widerstandes auch auf Legierungen mit Übergangsmetallen anzuwenden ist. Bei diesen Legierungen gewinnen neben den Transporteigenschaften besonders die magnetischen Eigenschaften an Bedeutung.

Eine Apparatur zur Messung der optischen Konstanten von Metallschmelzen

von G. Busch und J. Guggenheim
Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich

Das Modell freier Elektronen zeigt für die Schmelzen von Metallen im allgemeinen recht gute Übereinstimmung mit der Erfahrung, sofern man die bekannten quantentheoretischen Korrekturen berücksichtigt. Vergleicht man die gemessenen optischen Konstanten im Sichtbaren und Infrarot, wo also keine Übergänge stattfinden, so findet man ganz beträchtliche Abweichungen, die noch keine allgemein gültige Erklärung gefunden haben. Am grössten ist die Diskrepanz bei Hg, das ja auch sonst in mancher Hinsicht aus der Reihe tanzt. Daher ist es von Interesse, zuverlässige Daten über die optischen Konstanten von Metallschmelzen zu besitzen, und es wurde eine Apparatur für diesen Zweck gebaut (Fig. 1).



Aufbau der Apparatur (schematisch).

Figur 1

Es handelt sich um ein klassisches, um 90° gedrehtes Ellipsometer mit konstantem Einfallswinkel; die Messanordnung entspricht dem Vorschlag von Drude [1, 2]. Das Licht einer Xenon-Hochdrucklampe gelangt zuerst auf eine Blende, welche den Öffnungswinkel des Strahls auf $75 \pm 1/4°$ festlegt. Dann wird der Lichtstrahl durch einen Chopper periodisch unterbrochen. Der Lichtbogen wird durch die beiden Spiegel 1 und 2 im Verhältnis 1:1 auf die Metalloberfläche abgebildet, und dieses Bild wird nun im Maßstab 1:4 auf den Eintrittsspalt des Monochromators verkleinert (Spiegel 3 und 4). Zwischen den Spiegeln 2 und 3 ist der polarisationsoptische Teil der Messapparatur aufgestellt, sodass Polarisationseffekte an den Spiegeln oder in anderen Teilen der Apparatur keinen Einfluss auf das Messergebnis haben. Im Polarisator wird das Licht unter 45° gegen die Einfallsebene polarisiert. Es gelangt dann durch das erste Fenster auf die freie Oberfläche der Schmelze und wird dort durch die Reflexion elliptisch polarisiert. Durch das zweite Fenster gelangt es zum Kompensator. Hier wird die Phasenverschiebung kompensiert, worauf dann der Analysator auf totale Auslöschung eingestellt werden kann.

Die Messung der Phasenverschiebung Δ und des Polarisationswinkels ψ des kompensierten Lichtes gestatten bei bekanntem Einfallswinkel φ die Bestimmung des komplexen Brechungsindex

$$\varepsilon^* = \varepsilon_1 + i\,\varepsilon_2$$

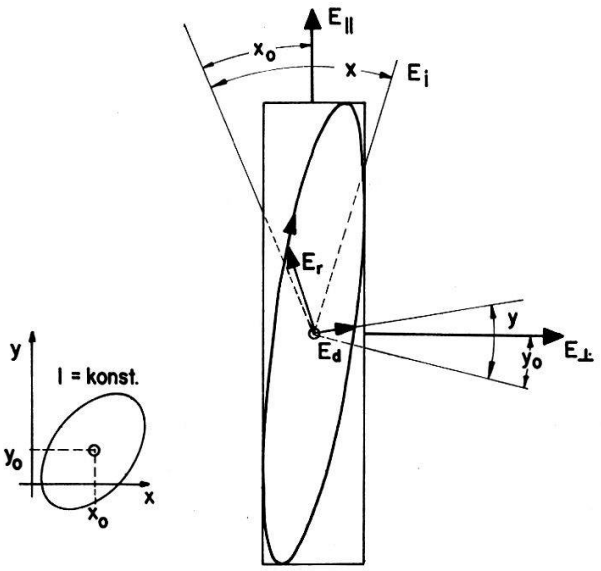
oder äquivalenter Grössen, z.B. n (Brechungsindex) und k (Absorptionskonstante) oder R und σ in Funktion der Wellenlänge. Der Einfallswinkel wurde mit einem Theodolithen bestimmt.

Am Austrittsspalt des Monochromators steht als Empfänger eine PbS-Zelle mit angeschlossenem FET-Verstärker [3]. Der Chopper stellt gleichzeitig ein Referenzsignal her, mit dessen Hilfe über einen Schmitt-Trigger ein phasenempfindlicher Detektor gesteuert wird. An dessen Ausgang kann also sehr empfindlich das Signal der PbS-Zelle gemessen werden.

Für die Messungen wurden jene Werte von λ gewählt, bei denen die Emission der Lampe maximal ist. Durch Veränderung der Spaltbreiten am Ein- und Ausgang des Monochromators wird die Auflösung $\lambda/\Delta\lambda$ über den Messbereich von 0,45 bis 2,3 μ auf 25 festgelegt.

Folgende Ursachen können bei dieser Anordnung zu Messfehlern führen:

1. Schlechte Justierung der optischen Komponenten.
2. Fehlerhafte Fenster.
3. Verunreinigung der Metalloberfläche.



$I(x,y) \sim ax^2 + 2bxy + cy^2 + 2dx + 2ey + f$

Paraboloid

Minimum: x_0; y_0

Bestimmung der Grundstellung von Polarisator und Analysator

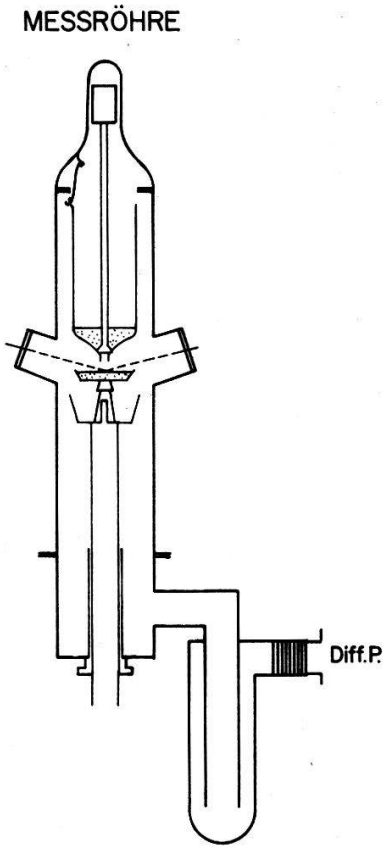
Figur 2

Eine freie Flüssigkeitsoberfläche ist naturgemäss eine Normalebene zur Gravitationsrichtung. Die 0-Lagen der optischen Komponenten müssen also ihr gegenüber bestimmt werden. Lässt man den Kompensator weg, so kann vollständige Auslöschung nur erreicht werden, wenn das Licht in der Einfallsebene oder normal dazu polarisiert ist, da nur dann keine Elliptizität des reflektierten Lichtes auftritt (Fig. 2). Sind diese Lagen gefunden und eingestellt, so wird der Kompensator zunächst um

einen beliebigen Winkel aus der «richtigen» Stellung verdreht und eine Phasenverschiebung durch Verschieben des Keils hergestellt. Dreht man jetzt den Kompensator zurück, so tritt vollständige Auslöschung ein, sobald die c-Achsen der Kompensator-Kristalle parallel bzw. senkrecht zur Einfallsebene stehen. Auf diese Weise konnten alle 3 Komponenten auf 3′ genau in die richtige Lage gebracht werden.

Kompensatoren sind oft mit Fehlern behaftet (optische Aktivität des Quarzes). Es ist deshalb nötig, die 0-Lage als Funktion der Wellenlänge zu bestimmen. Dies geschieht wieder bei schräg gestelltem Kompensator in der beschriebenen Weise. Die 0-Lage kann auf 0,2° Phasenverschiebung bestimmt werden.

Die optische Qualität der Fenster war bei dieser Arbeit das schwerwiegende Problem. Durch Einschmelzen oder mechanische Befestigung entstehen Spannungen und Doppelbrechung, die nicht ohne andere Nachteile beseitigt werden können und auch rechnerisch nicht erfassbar sind. Durch Ansprengen von Quarzplatten konnte dieses Problem gelöst werden.

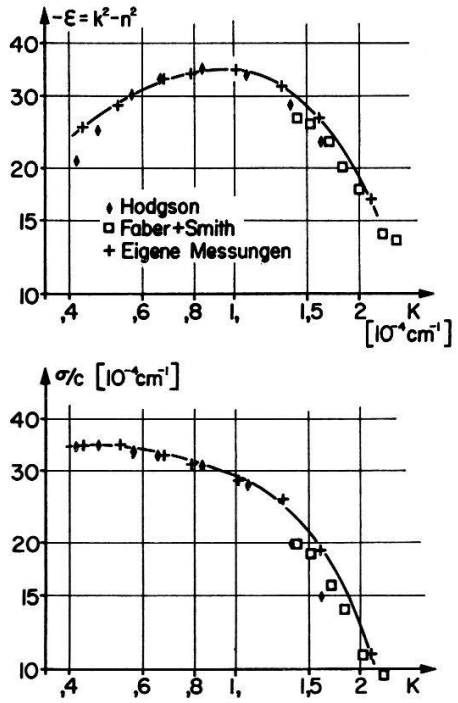


Figur 3

Die Sauberkeit der Metalloberfläche ist für die Bestimmung optischer Konstanten eine wichtige Voraussetzung. Verschiedene Autoren [4, 5, 6] haben gezeigt, dass schon Schichten von einer Atomlage selbst im fernen Infrarot sehr grossen Einfluss haben. Verunreinigungen kleinerer Dichte schwimmen in metallischen Schmelzen auf der Oberfläche. Das Metall oder die Legierung wird deshalb zuerst in einen separaten Schmelztiegel gebracht, der einen mit einem Kugelschliff verschlossenen Ausguss besitzt. Dieser wird erst nach erreichen des Endvakuums geöffnet und dadurch das Metall in den Messtiegel gebracht (Fig. 3). Während der Dauer einer Messung (mehrere

Stunden) konnte keine Veränderung der optischen Konstanten festgestellt werden. Daraus kann nur auf Konstanz und nicht auf Freiheit von Verunreinigungen geschlossen werden. Es darf jedoch angenommen werden, dass eine frisch erzeugte Oberfläche auch sauber ist.

Es wurden Messungen an Hg durchgeführt und mit Literaturwerten verglichen. Die Berechnung der optischen Konstanten erfolgte nach den vollständigen Formeln, wie sie z. B. von Fresnel oder Bor hergeleitet wurden und ergaben die in Figur 4 dargestellten Resultate.



Figur 4

Die DRUDE-Theorie liefert für die beiden Anteile des Brechungsindex die Formeln

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{k_0^2}{k^2 + k_R^2}$$

und

$$\varepsilon_2 = \frac{\sigma}{2\,\pi\,k\,c} = \frac{1}{4\,\pi}\,\frac{k_0^2}{k^2 + k_R^2}\,\frac{k}{k_R}$$

(σ in absoluten Einheiten, $\sec^{-1}$), wobei k_R die freie Weglänge oder die Relaxationszeit τ enthält:

$$k_R = \frac{2\,\pi\,c}{\tau}$$

und k_0 die Plasmafrequenz:

$$k_0^2 = \frac{e^2\,N}{\pi\,c^2\,m^*};$$

k ist die Wellenzahl in cm^{-1} [7].

Durch die Einführung einer effektiven Masse wird die Fermi-Statistik berücksichtigt. Diese Formeln können ein Maximum im Realteil ε_1 der DK nicht erklären, während Maxima in σ erst auftreten dürften, wenn Interband-Übergänge auftreten. Hg zeigt jedoch ein solches Maximum schon bei sehr kleinen k-Werten von Bruch-

teilen von eV, was besonders deutlich wird, wenn man mit der Gleichstrom-Leitfähigkeit vergleicht.

Bildet man das Integral

$$(2\, m/\pi\, e^2) \int_0^{\omega_s} \sigma(\omega)\, d\omega$$

so sollte man einen Wert n erhalten, entsprechend der Zahl der Elektronen, die an Übergängen bis zur Energie $\hbar\, \omega_s$ beteiligt sind, also z.B. für eine passende Frequenz vor dem Einsetzen der Interbandübergänge bei Hg die Zahl 2 sofern man die Zahl der Leitungselektronen gleichsetzt der Valenz. Die Berechnung liefert aber ungefähr 2,7 [8]. Es liegen neue theoretische Ansätze vor [8, 9] um diese Diskrepanzen zu erklären. Der Unterschied zur Summenregel wird mit virtuellen Interbandübergängen tiefliegender Niveaux des Leitungsbandes erklärt und das Maximum in ε_1 durch eine bevorzugte Rückstreuung.

Es soll nun versucht werden, durch kleine Änderungen der Parameter (Elektronenzahl, Temperatur) mehr Aufschluss über diese theoretischen Ansätze zu gewinnen.

Literatur

[1] P. Drude, Ann. Phys. Chem. *32*, 584 (1887).
[2] M. P. Givens, Solid St. Phys. *6*, 336 (1958).
[3] E. Vögele, private Mitteilung.
[4] T. E. Faber and N. V. Smith, J. opt. Soc. Am. *58*, 102 (1968).
[5] Roberts, Phys. Rev. *118*, 1509 (1960).
[6] N. V. Smith, Adv. Phys. *16*, 629 (1967).
[7] J. N. Hodgson, Phil. Mag. *4*, 183 (1959).
[8] T. E. Faber, Adv. Phys. *15*, 547 (1966).
[9] N. V. Smith, Phys. Lett. *26A*, 126 (1968).

Abweichungen vom Ohmschen Gesetz in Halbleitern

von R. Jaggi
(IBM Forschungslaboratorium, 8803 Rüschlikon)

Abweichungen vom Ohmschen Gesetz bei hohen elektrischen Feldstärken in Element-Halbleitern werden diskutiert. Es wird eine einfache Formel angegeben, die über einen weiten Feldstärkebereich eine gute Anpassung an die experimentellen Stromdichte-Feldstärke-Charakteristiken ergibt.

Elektroreflexion an Exzitonenlinien in PbI_2

von Ch. Gähwiller
(Physics Department, University of Illinois, Urbana)
und G. Harbeke
(Laboratories RCA, Zürich)

Eine ausführliche Arbeit erscheint später.

Messungen des Schottky-Effektes an Silizium

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

Die Abhängigkeit der Thermoemission vom angelegten elektrischen Feld (Schottky-Effekt) gibt Auskunft über wichtige Eigenschaften der Oberfläche, insbesondere über Rauhigkeit und Anisotropiefelder. Wegen der geringen Feldabhängigkeit des Emissionsstromes werden an die Stabilität der Messung hohe Anforderungen gestellt. Eine vollautomatische Apparatur ermöglicht die Aufzeichnung der Strom-Spannungscharakteristik in minimaler Zeit. Thermisch gereinigte Oberflächen von n-Typ Silizium zeigen Anisotropiefelder bis zu 1600 °K. Nach Aufheizen auf 1620 °K erweist sich die Oberfläche als homogen. Die Steigung der «Schottky-Geraden» ($\ln j/j_0$ vs $\sqrt{E}$) ist eine Funktion der Temperatur.

Anomalie der Wärmeleitung in SbSI

von E. F. Steigmeier
(Laboratories RCA, Zürich)

Vor kurzem wurden in Materialien mit weichen optischen Gitterschwingungen interessante Effekte in der Wärmeleitung gefunden, die eng verknüpft sind mit dem Auftreten von Ferroelektrizität [1]. Weitere Untersuchungen wurden inzwischen an SbSI ausgeführt. Dieses Material ist ferroelektrisch mit einem Curiepunkt bei 292 °K. Die Wärmeleitfähigkeit von SbSI wurde gemessen zwischen 6 °K und 316 °K, in der Längsrichtung der nadelförmigen Einkristalle. Unterhalb von 200 °K zeigt sich das für Isolatoren wohlbekannte Verhalten. Am Curiepunkt jedoch tritt eine λ-artige Anomalie auf: Die Wärmeleitfähigkeit steigt um einen Faktor 1,5 über den Untergrund an. Diese Anomalie steht ganz offensichtlich im Zusammenhang mit der ferroelektrischen Umwandlung. Alle bisher bekannten Ferroelektrika zeigen jedoch am Curiepunkt eine Erniedrigung der Wärmeleitfähigkeit, während bei SbSI ein starker Anstieg auftritt. Dieser aussergewöhnliche Effekt könnte im Zusammenhang stehen mit der Art der Umwandlung.

Literatur

[1] E. F. Steigmeier, Phys. Rev. *168* (April 1968).

Gitterschwingungen von Kristallen mit Kalkspatstruktur

von Dr. P. Brüesch
(Forschungszentrum AG Brown, Boveri & Cie., Baden)

Von pulverförmigem $Ca^{40}CO_3$, $Ca^{44}CO_3$, Li^6NO_3, Li^7NO_3, $ScBO_3$ und $InBO_3$ wurden die Absorptionsspektren im fernen Infrarot gemessen. Zur Interpretation der Messungen wurden ausserdem die in der Literatur mitgeteilten Ramanspektren

sowie die Reflexionsspektren an Kalkspatkristallen verwendet. Die Reflexionsspektren wurden erweitert. Die Hochfrequenten internen Schwingungen der Anionen lassen sich von den tieffrequenten externen Gitterschwingungen separieren. Eine Normalkoordinaten-Analyse der externen ($\boldsymbol{k} = 0$) Schwingungen zeigt, dass die Rotationsschwingungen der (starren) Anionen mit den Translationsschwingungen stark koppeln. Beim Vergleich zwischen Infrarot- und Raman-aktiven Schwingungen sowie zwischen A_u- und E_u-Schwingungen muss die Dipol-Dipol-Wechselwirkung berücksichtigt werden.

Lattice-Dynamical and Chemical Bonding Aspects of Antiferroelectric $PbZrO_3$

by Manu Multani
(Physik-Institut der Universität Zürich[1]))
and K. A. Mueller
(IBM Forschungslaboratorium Rüschlikon/ZH)

Recoil-free resonance measurements have been made with ^{57}Co ($\rightarrow$ ^{57}Fe) embedded in antiferroelectric lead zirconate. The study provides the first experimental evidence for the existence of the temperature-dependent 'soft' lattice mode predicted by the current theories on phase transition [1]. Complementary measurements on stable ^{57}Fe in $PbZrO_3$ indicate the expected covalency and distortion of the lattice.

Reference

[1] See for instance: W. Cochran and A. Zia, Phys. Stat. Sol. *25*, 273 (1968).

[1]) Present address: IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon.

Richtungskorrelationen von zweiatomigen Molekülen in unpolaren Flüssigkeiten und Alkalihalogeniden

von B. Keller und F. K. Kneubühl

Wird demnächst publiziert.

Messung der Sprungtemperatur von Supraleitern unter Druck bei 0,1 °K

von C. Palmy und W. Wejgaard
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

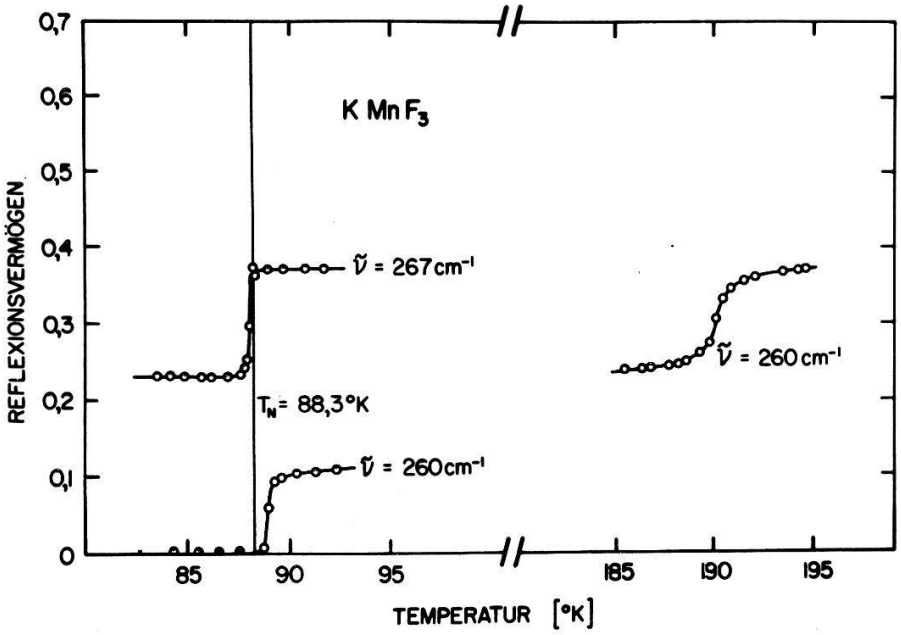
Es wird eine adiabatische Entmagnetisierungs-Apparatur beschrieben für Temperaturen um 0,1 °K. In diesem Temperaturbereich wurde in einem Druckbehälter, der bis zu 15000 atm. Druck erzeugt, die Sprungtemperatur von Ir gemessen. Wir fanden, dass dT_c/dp negativ ist wie bei den Nichtübergangsmetallen aber in Gegensatz zu La, Ti, Zr und V.

Zum Temperaturverhalten eines Zwei-Phononen-Übergangs in $KMnF_3$ in der Nähe von Phasenumwandlungen

von H. P. Baltes, M. Tosi und F. K. Kneubühl
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Kürzlich entdeckten Perry und Young [1] im Ultrarotspektrum des antiferromagnetischen Doppelfluorids $KMnF_3$ eine ausgeprägte Reflexions-Seitenbande, die sie durch Zwei-Phononen-Übergänge $TO_1(X) + TO_2(X)$, $TO_2(X) + LA(X)$ und/oder $O_4(X) - TA(X)$ der Energie $E \mathrel{\hat{=}} 261\ cm^{-1}$ erklären.

Wir untersuchten die Temperaturabhängigkeit dieser Seitenbande zwischen 65 °K und Zimmertemperatur an $KMnF_3$-Einkristallen, um den Einfluss von kristallographischen und magnetischen Phasenübergängen auf Multiphononenprozesse zu studieren. Wir fanden Intensitätssprünge der Reflexionsbande bei 190 °K und 88 °K (= Néel-Temperatur), die mit strukturellen und magnetischen Phasenumwandlungen in Verbindung zu bringen sind. Das Seitenband tritt nur in der orthorhombischen Phase D_{2h}^{16} (unterhalb 190 °K) auf, während es in der kubischen Phase (oberhalb 190 °K) verschwindet. Die Figur gibt die Temperaturabhängigkeit des Maximums ($267\ cm^{-1}$) und des Minimums ($260\ cm^{-1}$) der Seitenbande in der Umgebung der beiden Umwandlungstemperaturen wieder. Nach Beckman und Knox [2] ist der Übergang bei 88 °K mit einer Unstetigkeit in den Gitterparametern verbunden, während sich bei dem oberen Phasenübergang nur die Symmetrie unstetig ändert, die Anordnung der Atome aber stetig variiert.



Reflexionsvermögen von $KMnF_3$ in Funktion der Temperatur für zwei feste Frequenzen der Seitenbande.

Mit Hilfe der von Birman [3], Elliot und Loudon [4] und Lax und Hopefield [5] entwickelten gruppentheoretischen Methoden untersuchten wir die Auswahlregeln für Zwei-Phononen-Prozesse bei kubischer und bei orthorhombischer Symmetrie. Es lassen sich an den kritischen Punkten M und R der ersten Brillouin-Zone Zwei-

Phononen-Übergänge angeben, die in der kubischen Phase verboten, in der orthorhombischen Phase hingegen erlaubt sind, und die mithin das Temperaturverhalten der Zwei-Phononen-Bande bei 190 °K erklären können. Diese Eigenschaft hat jedoch keiner der von PERRY und YOUNG [1] am kritischen Punkt X vorgeschlagenen Prozesse.

Die Art des Temperaturverhaltens bei 88 °K legt eine Deutung durch magnetische Effekte *nicht* nahe. Vielmehr glauben wir, dass die mit den Sprüngen der atomaren Anordnung im Gitter verbundene Änderung der Dipolmomente zweiter Ordnung [6] für den Intensitätssprung des Zwei-Phononen-Übergangs verantwortlich zu machen ist. Um einen vielleicht vorhandenen zusätzlichen Einfluss der magnetischen Ordnung auf das Phononenspektrum zu erkennen, müsste man überdies die Messungen auf tiefere Temperaturen ausdehnen. Da an Kristallen mit Inversionssymmetrie im Infrarotspektrum i.a. nur wenige Zwei-Phononen-Linien zu beobachten sind, könnte eine Untersuchung der linienreicheren Raman-Spektren zu weiteren interessanten Ergebnissen führen.

Eine ausführliche Publikation ist in Vorbereitung.

Literatur

[1] C. H. PERRY und E. F. YOUNG, J. appl. Phys. *38*, 4616 und 4624 (1967).
[2] O. BECKMAN und K. KNOX, Phys. Rev. *121*, 376 (1961).
[3] J. L. BIRMAN, Phys. Rev. *150*, 771 (1966).
[4] R. J. ELLIOT und R. LOUDON, J. Phys. Chem. Solids *15*, 146 (1960).
[5] M. LAX und J. J. HOPEFIELD, Phys. Rev. *124*, 115 (1961).
[6] M. LAX und E. BURSTEIN, Phys. Rev. *97*, 39 (1955).

Magnetostriktion in Typ II Supraleitern

von G. BRÄNDLI
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)
und F. D. ENCK
(Physics Department, Franklin & Marshall College, Lancaster, USA)

An supraleitenden In-Pb-Legierungen wurden gleichzeitig die Magnetostriktion und die Magnetisierung gemessen. Aus den Messkurven lassen sich das kritische Magnetfeld H_c und der Ginzburg-Landau-Parameter $\varkappa$ berechnen, ebenso $\partial H_c/\partial p_{\|}$ und $\partial \varkappa/\partial p_{\|}$, wobei $p_{\|}$ den einachsigen Druck parallel zum Magnetfeld bedeutet.

«size»-Effekt in Sandwich-Strukturen

von G. BRÄNDLI, M. MONTANARINI und J. L. OLSEN
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Folien von reinstem Indium und von In-4 at.% Pb-Legierung wurden übereinandergelegt und mehrmals gefaltet und gewalzt, ähnlich wie bei der Herstellung von

Blätterteig. Das Restwiderstandsverhältnis so präparierter Sandwich-Strukturen wird überwiegend durch die Leitfähigkeit des reinen Indiums und durch die Streuung der Elektronen in den Grenzschichten bestimmt. Die Schichtdicken unserer Proben betrugen 10^{-1} bis 10^{-5} mm. Die durch den «size»-Effekt bewirkte Widerstandserhöhung kann über drei Zehnerpotenzen mit der Fuchsschen Theorie verglichen werden.

Druckabhängigkeit des Ginzburg-Landau-Parameters in Indium-Legierungen

von E. Fischer

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Magnetisierungsmessungen an Indium-Legierungen unter annähernd hydrostatischem Druck bis zu 14000 Atmosphären zeigen, dass der Ginzburg-Landau-Parameter mit zunehmendem Druck abnimmt. Dies kann aus der Goodman-Formel für mit einer Druckabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit erklärt werden. Eine Erniedrigung des elektrischen Widerstandes unter Druck wurde experimentell nachgewiesen. Die Magnetisierungsmessungen ergaben für In-14 at.% Tl $\partial\varkappa/\partial p = 0{,}46 \cdot 10^{-11}$ c.g.s. Magnetostriktionsmessungen an derselben Legierung geben vergleichbare Werte (G. Brändli und F. D. Enck).

Inhomogene Verteilung des Transportstromes in der supraleitenden Oberflächenschicht

von P. Martinoli und P. de Trey

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Durch gleichzeitige Messungen mit D.C.- und A.C.-Strom an aufgedampften Pb-Filmen in einem Feldbereich $H_{cb} < H < H_{c3}$ konnten wir die Existenz einer inhomogenen Stromdichte nachweisen. Diese Stromdichteverteilung kann mit Hilfe des von Hart und Swartz [1] vorgeschlagenen «surface flux pinning» Modells interpretiert werden.

Literatur

[1] H. R. Hart, jr., P. S. Swartz, Phys. Rev. *156*, 403 (1967).

Über die Speisung supraleitender Magnete mit einer supraleitenden Gleichrichteranordnung

von R. Fasel

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Die Zuführung hoher elektrischer Ströme in ein Heliumbad führt selbst bei Verwendung optimalisierter Zuleitungen zu erheblichen Verlusten. Um beim Speisen

supraleitender Magnete annehmbare Wirkungsgrade zu realisieren, wurde ein von Olsen 1958 vorgeschlagener supraleitender Gleichrichter eingesetzt. Messungen und Berechnungen zeigen, dass für bestimmte Betriebsarten diese einfach zu handhabende Speiseart vorteilhaft erscheint.

Effect of the Mean Free Path on a Superconductor Carrying a Current

by P. Wyder
(Department of Physics, University of Nijmegen, Nijmegen)
and S. Strässler
(Research Department of Brown, Boveri & Cie., Baden)

The effect of the current on the tunneling density of states of a superconductor has been calculated in the limiting cases of very short [1] and infinitely long mean free path [2]. We have extended the theory to include an arbitrary mean free path.

References

[1] P. Fulde, Phys. Rev. *137*, A783 (1965); K. Maki, Progr. Theoret. Phys. (Kyoto) *29*, 10 und 333 (1963).
[2] K. T. Rogers, Ph. D. thesis, University of Illinois, 1960 (unpublished).

Elastische Instabilität von Nb_3Sn

von W. Rehwald
(Laboratories RCA, Ltd., Zürich)

Eine Veröffentlichung hierüber ist in Vorbereitung.

Injection Electroluminescence in Alloyed ZnTe Junctions

by D. P. Bortfeld and H. P. Kleinknecht
(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

ZnTe electroluminescent diodes were fabricated by an alloy process using In and Al. Capacitance data indicate an *m-i-p* structure with an intrinsic layer of about 1 micron thick. The I–V characteristics are very similar to normal *p-n* junctions with forward currents proportional exp (eV/a kT), where a ranges from 1.3 up to 5.4 at room temperature. There is also a voltage dependent series resistance of the order of 1000 in the junction itself. The I–V data are qualitatively explained by injection of holes and electrons into the *i*-layer from the bulk ZnTe and the metal respectively. The electroluminescence spectra at 77 °K show a dominant band at 5700 Å which by comparison with photoluminescence data is attributed to Al. A second strong band at 6600 Å, appearing mainly in spectra from one particular crystal may be connected with oxygen. The quantum efficiency at 77 °K is one-half percent in the best units.

Der Oberflächenwiderstand von Supraleitern des zweiten Typs im «Regime» der Mantelsupraleitung

von G. Fischer
(Laboratories RCA Ltd., 8005 Zürich)
und K. Maki
(Research Institute for Mathematical Sciences, Kyoto University, Kyoto)

Ausgehend von der mikroskopischen Theorie der Supraleitung haben wir den Verlauf des Mikrowellen-Widerstandes R in Abhängigkeit eines magnetischen Gleichfeldes H abgeleitet. Wir haben uns vorerst auf die Geometrie beschränkt, in der das magnetische Gleichfeld und das elektrische Mikrowellenfeld zueinander parallel sind. In dieser Geometrie brauchen die angeregten Zustände der Mantelsupraleitung nicht berücksichtigt zu werden und es spielt auch die Lorentzkraft im gemischten Zustand keine Rolle. Die Theorie wurde so weit entwickelt, dass man aus den gemessenen $R(H)$-Kurven die Parameter $\mathcal{K}_1(T)$ und $\mathcal{K}_2(T)$ bestimmen kann sowie auch die Dicke des supraleitenden Mantels oberhalb H_{c2}, in Abhängigkeit vom Feld H und der Temperatur T.

Supraleitung in Alkalimetallen?

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

Die Kenntnis des Pseudopotentials ermöglicht eine quantitative Diskussion zahlreicher Eigenschaften einfacher Metalle. Hier untersuchen wir den Elektron-Phonon-Beitrag zur Zustandsdichte der Elektronen und die Parameter des supraleitenden Zustandes. Auf diesen Grundlagen wird die Möglichkeit der Supraleitung in den Alkalimetallen diskutiert. Um den Formalismus prüfen zu können, behandeln wir ebenfalls Aluminium.

Mesure des temps de déclin de la luminescence des halogénures d'alcalins par une méthode de coïncidence différée

par E. Graf, H. Lamatsch, J. Rossel et E. Saurer
(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

La mesure du déclin des impulsions luminescentes produite par une brève excitation (éclair U-V ou particule β individuelle) d'un cristal CsI pur ou doté d'impuretés divalentes a été étudiée par électronique rapide.

Dans le spectre d'émission on a sélectionné par filtre interférentiel la composante intrinsèque excitonique à 3470 Å. L'excitation par particules β isolées a fait apparaître deux déclins exponentiels émettant dans la bande à 3500 Å. Les temps de déclin $\tau(T)$ ont été étudiés entre 65 et 250 °K. La composante la plus intense se sature avec $\tau = 1000$ ns dès 90 °K.

L'excitation sélective U-V dans les bandes excitoniques (2130 et 2195 Å) avec émission à 3500 Å présente un déclin plus complexe: identique pour les deux bandes d'excitation, mais différent du cas de l'excitation β. Trois lois exponentielles se superposent: une composante lente ($\tau \simeq 3{,}5\ \mu$s) et deux composantes plus rapides avec $\tau = 1000$ ns dès 90 °K. L'évolution avec la température est différente du cas de l'excitation β.

Ces techniques d'enregistrement ouvrent de nouvelles perspectives dans l'étude des mécanismes de recombinaison radiative liés aux excitons relaxés, en particulier dans CsI.

Magnetische Wechselwirkung von O_2^--Zentren in Alkalihalogeniden

von R. Baumann und H. U. Beyeler
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

In KCl, KBr und KJ Kristallen, bei welchen einige $^0/_{00}$ der Anionen durch das Molekülion O_2^- ersetzt sind, wurden ESR-Absorptionslinien gefunden, welche durch den folgenden Spin-Hamiltonoperator beschrieben werden können:

$$\mathcal{H} = \mu_B \boldsymbol{S}_1 G_1 \boldsymbol{H} + \mu_B \boldsymbol{S}_2 G_2 \boldsymbol{H} + J \boldsymbol{S}_1 \boldsymbol{S}_2 + \boldsymbol{S}_1 J' \boldsymbol{S}_2$$
$$\text{mit} \quad |\boldsymbol{S}_1| = |\boldsymbol{S}_2| = 1/2\,, \qquad \text{Spur } J' = 0\,.$$

Für den Tensor der Nullfeldaufspaltung J' fanden wir eine a^{-3}-Abhängigkeit von der Gitterkonstanten. Die Annahme, dass diese Resonanzen von zwei magnetisch gekoppelten O_2^--Zentren auf nächsten Anionenplätzen herrühren, wird durch das paraelastische Verhalten bestärkt.

Massenabhängigkeit der paraelastischen Relaxation von O_2^- in KJ

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

Die paraelastischen Relaxationsraten von $(^{16}O)_2^-$ und $(^{18}O)_2^-$ Molekülionen in KJ wurden unterhalb 4 °K als Funktion der Temperatur und von uniaxialen mechanischen Spannungen gemessen. Die Relaxationsrate ist stark vom Sauerstoff-Isotop abhängig, was darauf hindeutet, dass der Tunneleffekt bei der Reorientierung der Moleküle eine grosse Rolle spielt. Aus dem Vergleich der experimentell bestimmten Druck- und Temperaturabhängigkeit der Relaxationsrate mit den Ergebnissen der Theorie [1] erhalten wir Tunnelmatrixelemente für die 60°- und 90°-Sprünge von der Grössenordnung 10^{-11} eV. Das Verhältnis der Matrixelemente für die Isotope $(^{16}O)_2^-$ und $(^{18}O)_2^-$ beträgt 1.5 für die 60°-Sprünge und 2,7 für die 90°-Sprünge.

Literatur

[1] R. Pirc, B. Zeks and P. Gosar, J. Phys. Chem. Solids *27*, 1219 (1966).

NMR Measurements of the Electric Field Gradient at Na^{23} Nuclei in NaCl-NaBr Mixed Crystals[1])

by L. O. Andersson

(Varian AG Research Laboratory, Klausstrasse 43, 8008 Zürich)

At the neighbour nuclei to a substitutional ion in an alkali halide crystal the cubic symmetry is destroyed and the electric field gradient is non-zero. The field gradient can be related to the lattice distortion around the impurity and can be measured through its interaction with the electric quadrupole moment of the neighbour nuclei. We have studied this quadrupole interaction at the nearest neighbours to Br ions in NaCl and Cl ions in NaBr. Due to the point symmetry at these neighbours the field gradient tensor is axially symmetric. In this case and for nuclei with spin quantum number $I = 3/2$ (Na^{23}) the formulas for the quadrupole effects [1] in nuclear resonance are specialized as follows:
First order shifts of NMR satellite lines

$$\Delta\nu^{I} = \pm \frac{1}{4} e^2 q\, Q/h\, (3 \cos^2\theta - 1)\,. \tag{1}$$

Second order shift of NMR central line

$$\Delta\nu^{II} = \frac{3}{64} \nu_0^{-1} (e^2 q\, Q/h)^2 (1 - 9 \cos^2\theta)(1 - \cos^2\theta)\,. \tag{2}$$

Pure quadrupole resonance frequency

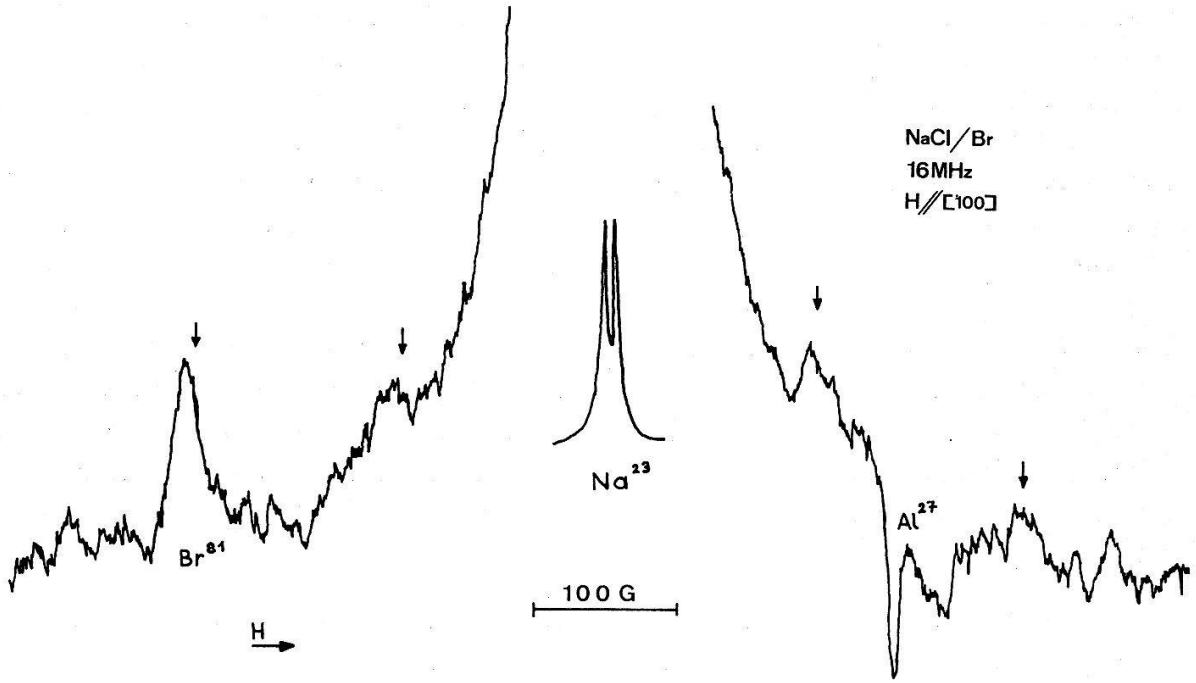
$$\nu_{QR} = \frac{1}{2} e^2 q\, Q/h\,. \tag{3}$$

Here θ is the angle between the magnetic field direction and the crystal axis combining the nucleus and the impurity, ν_0 is the resonance frequency for undisturbed nuclei, eq is the electric field gradient, eQ is the nuclear quadrupole moment and h is Planck's constant.

The single crystals for our investigation were grown by Semi-Elements Inc. with 0.4 mole % of one sodium halide in the other. With this low impurity concentration the lattice distortion at the nearest neighbours to one substitutional ion should be very little influenced by a second impurity. The first order splitting of the nearest neighbour lines was measured in spectra obtained at room temperature with a Varian WL-9 wide-line NMR spectrometer. These lines can be seen as small humps in the dispersion spectrum shown in the Figure. Several spectra were recorded to obtain an average value of the splitting and this was made at some different resonance frequencies to check the frequency-independence of the first order quadrupole perturbation. The angular dependence of Equation (1) was checked in the NaCl crystal with Br impurities. With the magnetic field in the direction of a ⟨100⟩ crystal axis the angle θ is 0° for two of the nearest neighbours and 90° for the other four. The overlapping lines from the four neighbours are easy to observe and their shifts measured in gauss are given in the Table. Using the corresponding frequency shift the quadrupole

[1]) Part of these results were presented at the Deutsche Physikertagung 1967 in Berlin (unpublished).

coupling constant $e^2 qQ/h$ is obtained from Equation (1). We were not able to observe the Na^{23} lines for $\theta = 0°$ in NaBr with Cl because of the many overlapping lines from bromine neighbours.



Na^{23} dispersion spectrum at 16 MHz from NaCl with substitutional Br ions. The magnetic field is directed along one of the ⟨100⟩ crystal axis. The averaged positions of the shifted lines are indicated by arrows and the unshifted line has been attenuated 100 times. The shifted lines can be observed more clearly when the spectrum is expanded. At 16 MHz one of the lines is overlapped by the Br^{81} signal from the impurity. The Al^{27} signal comes from the probe head.

Earlier KAWAMURA et al. [2] estimated the second order shifts of the nearest neighbour lines in crystals containing the same impurity ions. The quadrupole coupling constants corresponding to these shifts have been calculated with Equation (2) and are compared with our results in the Table. The large overlap with the signal from the undisturbed nuclei makes the analysis in Reference [2] difficult and the large concentration of impurity ions used can influence the field gradient value at the nearest neighbours. We, therefore, cannot expect a much better agreement with our values than that demonstrated in the Table. It may be noted that KAWAMURA et al. found the strongest distortion around Cl in NaBr while we found it around Br in NaCl. Since the lattice distance is smaller in NaCl than in NaBr, and since the absolute ion radius change is the same by both substitutions, the distortion ought to be largest in NaCl.

Table

The quadrupole coupling constants of the nearest neighbour Na^{23} nuclei

Crystal	Impurity	Satellite shift at $\theta = 90°$	$e^2 q Q/h$ in MHz present work	Reference [2]
NaBr	Cl	$\pm 110 \pm 3$ G	0.495 ± 0.015	0.58
NaCl	Br	$\pm 147 \pm 5$ G	0.66 ± 0.02	0.50

SLUSHER and HAHN [3] have measured pure quadrupole resonance frequencies in a NaCl crystal with Br impurities very accurately with a pulsed double resonance technique. For their E resonance we obtain with Equation (3) $e^2 qQ/h = 0.657$ MHz in good agreement with our value, but the identification of this resonance with a Cl^{35} resonance has been confirmed by SATOH et al. [4]. We further found that the quadrupole coupling constant is quite temperature dependent and at 77 °K, at which temperature SLUSHER and HAHN performed their experiment, it should be larger than the constant we measured at 100 °K, $e^2 qQ/h = 0.705 \pm 0.03$ MHz. There is, however, no other resonance close to this value in the spectrum of Reference [3]. The absence of a signal in the double resonance spectrum could be due to insufficient cross-relaxation of the nearest Na^{23} neighbours.

Using $Q = 0.1 \times 10^{-24}$ cm² we can calculate the electric field gradient at the Na^{23} neighbour nuclei. In NaCl with Br we obtain $eq = 27.3 \times 10^{15}$ V/cm² and in NaBr with Cl $eq = 20.5 \times 10^{15}$ V/cm². These values are about 20 times larger than those theoretically calculated [5, 6] for these crystal defects. A multiplication factor due to the distortion of the electron shell should, however, be taken into account, but for Na this factor is only 10 or smaller.

We are grateful to the Nuclear Magnetic Resonance Group, The Royal Institute of Technology in Stockholm for the loan of the crystals.

References

[1] M. H. COHEN and F. REIF, Solid State Phys. *5*, 321 (1957).
[2] H. KAWAMURA, E. OTSUKA and K. ISHIWATARI, J. Phys. Soc. Japan *11*, 1064 (1956).
[3] R. E. SLUSHER and E. L. HAHN, Phys. Rev. Lett. *12*, 246 (1964); Phys. Rev. *166*, 332 (1968).
[4] H. SATOH, P. R. SPENCER and C. P. SLICHTER, J. Phys. Soc. Japan *22*, 666 (1967).
[5] B. G. DICK, Phys. Rev. *145*, 609 (1966).
[6] T. P. DAS and B. G. DICK, Phys. Rev. *127*, 1063 (1962).

Magnetische Fernordnung bei Silberdifluorid AgF^2

von P. FISCHER
(Delegation AF/EIR, Würenlingen)
und G. ROULT
(Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble)

Durch Neutronendiffraktionsuntersuchungen bei Temperaturen zwischen 4,2 und 293 °K konnte der Nachweis für eine im wesentlichen antiferromagnetische Fernordnung von Ag^{2+}-Spins (4 d^9, schwacher Ferromagnetismus) erbracht werden. Die Curie-Temperatur T_C beträgt 163 °K, in Übereinstimmung mit den Messungen der magnetischen Suszeptibilität [1, 2]. Die Beobachtungen können durch das magnetische Bravais-Gitter C_A [3] erklärt werden.

Literatur

[1] E. GRUNER und W. KLEMM, Naturwissenschaften *25*, 59 (1937).
[2] P. CHARPIN, A. J. DIANOUX, H. MARQUET-ELLIS und NGUYEN-NGHI, C. R. *264C*, 1108 (1967).
[3] M. ATOJI, Am. J. Phys. *33*/3, 212 (1965).

Druckabhängigkeit der dielektrischen Relaxation von KOH dotiertem KBr

von U. Erni, F. A. Franz, K. Knop und G. Pfister
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Wir haben die dielektrische Relaxation von Hydroxyldipolen in KBr im Temperaturbereich 1 °K bis 10 °K als Funktion uniaxialer mechanischer Spannungen längs den [100]-, [110]- und [111]-Richtungen des Kristalles gemessen. Aus der Druckabhängigkeit der statischen Polarisierbarkeit wurden die Kopplungskonstanten des Defektes an das Gitter bestimmt. Bei Anlegen von Drucken bis zu $5 \cdot 10^8$ dyn/cm² in der [100]-Richtung stellen wir keine Änderung der Relaxationszeit fest, während sie für Drucke in den [110]- und [111]- Richtungen um den Faktor 1,5 bzw. 3 zunimmt.

Dynamische Kernpolarisation von ^{27}Al in Rubin

von E. Brun, E. Hundt und H. Niebuhr
(Physikinstitut der Universität Zürich)

In einer Reihe von künstlichen Rubinen mit einer Chromkonzentration zwischen 0.006% und 0.17% wurden die ^{27}Al Kerne bei Temperaturen von 1.5 bis 1.9 °K in einem Magnetfeld von ca. 11 k Gauss dynamisch polarisiert. Das maximale Enhancement der Al NMR-Signale betrug 360, was einer Kernpolarisation von 15% entspricht. Es wurde erreicht in einer Probe mit 0.013% Cr^{3+} und einer Kernspin-Gitter Relaxationszeit von 3 Minuten. Deutliche, nicht lineare Unterschiede der Besetzungszahlen der Kernspinniveaux erlaubten eine direkte Bestimmung des Vorzeichens der Quadrupolkopplungskonstante von ^{27}Al in Al_2O_3. Sie ist positiv und stimmt überein mit dem Resultat von Silver et al. [1], das indirekt erhalten wurde.

Literatur

[1] A. H. Silver, T. Kushida and J. Lambe, Phys. Rev. *125*, 1147 (1962).

Magnetische Kernresonanz von ^{27}Al in $GdAlO_3$

von H. R. Boesch, E. Brun und B. Derighetti
(Physikinstitut der Universität Zürich)

$GdAlO_3$ besitzt bei Raumtemperatur eine orthorhombische Perowskitstruktur und ist paramagnetisch. Unterhalb 3,7 °K wird das Material antiferromagnetisch [1]. Die NMR-Linien von ^{27}Al sind durch Quadrupoleffekte aufgespalten und zeigen magnetische Verschiebungen infolge der Gd-Ionen. Die Quadrupolaufspaltungen sind nur abhängig von der Orientierung des äusseren Magnetfeldes. Sie sind konsistent mit der von Geller [2] vorgeschlagenen Struktur mit der Raumgruppe D_{2h}^{16} bzw. C_{2v}^{9}. Bei Raumtemperatur ist $e\,Q\,V_{zz}/_h = (0.544 \pm 0.007)$ MHz, $\eta = 0.876$.

Die Richtungskosinus der Hauptrichtungen des Feldgradiententensors bezüglich der Kristallachsen a, b, c betragen:

$$\begin{aligned} -0.438,\quad & 0.595,\ 0.674 \text{ für } X,\\ 0.134,\ & -0.698,\ 0.703 \text{ für } Y,\\ 0.889,\quad & 0.398,\ 0.226 \text{ für } Z. \end{aligned}$$

Messungen bei 77 °K zeigen keine Änderungen der Quadrupoleffekte innerhalb einer Messgenauigkeit von 10%. Die magnetischen Verschiebungen vergrössern sich um den Boltzmann-Faktor.

Literatur

[1] K. W. Blazey und H. Rohrer, Helv. phys. Acta *40*, 370 (1967).
[2] S. Geller, E. A. Wood, Acta Cryst. *9*, 563–568 (1956).

Frottement intérieur de l'or écroui et irradié 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)

La présence simultanée, au sein d'un métal, de dislocations et de défauts ponctuels provoqués par déformation plastique ou irradiation se manifeste principalement de deux manières différentes:

- par épinglage, ou ancrage, des dislocations entraînant un abaissement important du fond par diminution de la longueur libre des segments de dislocation. Parallèlement, l'anomalie de module provoquée par le même phénomène diminue, entraînant une augmentation de la fréquence de résonance de l'échantillon,
- par interaction élastique entre dislocations et défauts ponctuels, entraînant un phénomène de relaxation sous l'effet d'une contrainte alternative et, par voie de conséquence, un pic de frottement intérieur.

Divers travaux réalisés au Laboratoire de Génie Atomique de l'EPUL ont mis en évidence le premier [1, 2] et le deuxième [3, 4] phénomènes cités.

Nous cherchons, par la présente étude, à faire apparaître, sur des échantillons d'or polycristallin (pureté 99,999%), à la fois les phénomènes d'épinglage et les pics de relaxation dus à des interactions dislocations-défauts ponctuels et à mettre ces deux types de phénomènes en relation.

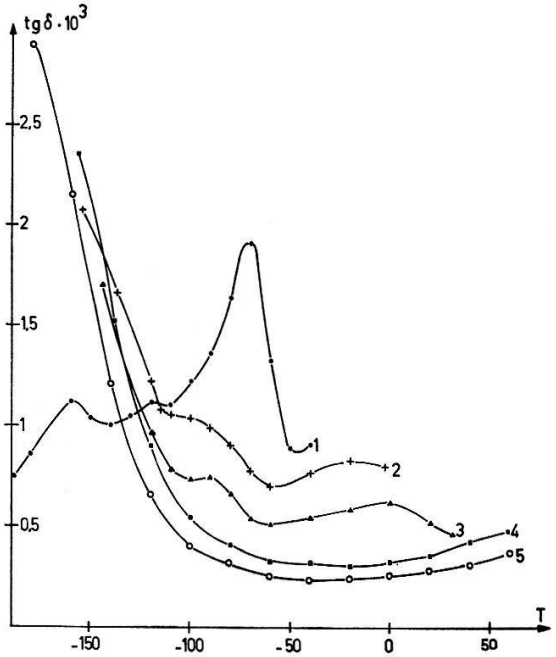
Nous créons le réseau de dislocations par écrouissage, à température ambiante, éliminons ensuite les défauts ponctuels d'écrouissage par un recuit. Les échantillons ainsi traités sont soumis à une irradiation neutronique à basse température dans la boucle froide ESKIMO installée dans le réacteur SAPHIR de l'Institut Fédéral de Recherches en Matière de Réacteurs de Würenlingen.

L'expérience décrite ici a porté sur un échantillon écroui de 5% par traction puis recuit pendant 2 heures à 150 °C. Il a été ensuite exposé à un flux intégré rapide de $2{,}6 \cdot 10^{17}$ nvt à la température de l'azote liquide. Il a été conservé à cette température

[1]) Subside 4576 du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

jusqu'au moment de la mesure et monté sous froid dans l'installation de frottement intérieur. Précisons encore que cet échantillon se présente sous la forme d'un prisme à section rectangulaire de $50 \times 5 \times 3$ mm. Il repose, pour la mesure, sur 2 fils fins placés en ses noeuds de vibration en flexion. Sa fréquence propre, pour le premier harmonique, se situe aux alentours de 2,2 kHz.

La figure représente le frottement intérieur, $\operatorname{tg} \delta$, en fonction de la température de mesure. Ces mesures sont faites lors de montées linéaires (90 °C/h) jusqu'à des températures maximales de − 40 °C (courbe 1), 0 °C (courbe 2), + 40 °C (courbe 3) respectivement + 120 °C (courbe 4). Une fois cette limite atteinte, l'échantillon est refroidi rapidement jusqu'à − 180 °C.



Frottement interne d'un échantillon d'or écroui et irradié.

Ce réseau de courbes met un certain nombre de phénomènes en évidence:

- la courbe 1 montre, par l'absence du pic de Bordoni, qu'un certain nombre d'épingleurs ont déjà migré à la température de l'azote liquide, ainsi que le laissaient prévoir les résultats de KEEFER et al. [5],
- un pic important apparaît lors de la première mesure, avec un maximum apparent situé à − 70 °C. Il s'agit probablement du pic baptisé P_2 par OKUDA et HASIGUTI [6]. Dans notre cas, il se recuit déjà à la température à laquelle on l'observe; ceci explique pourquoi il a disparu lors des mesures suivantes,
- après cette première montée à − 40 °C, un désépinglage des dislocations s'est produit, entraînant la croissance du pic de Bordoni lors des mesures suivantes,
- parallèlement à ce désépinglage, les courbes 2 et 3 font apparaître un pic dont le maximum est environ à − 90 °C. Il est difficile d'en connaître les caractéristiques avec précision puisqu'il n'apparaît ici que comme épaulement du pic de Bordoni. Néanmoins, il doit être possible de le mettre en relation avec les pics d'OKUDA et HASIGUTI [6].

Des mesures semblables sur l'argent n'ont, pour l'instant, pas donné de résultats satisfaisants.

Remerciements

Nous remercions l'Institut Fédéral de Recherches en Matière de Réacteurs de Würenlingen d'avoir bien voulu mettre la boucle froid ESKIMO à notre disposition.

Bibliographie

[1] R. C. FORNEROD, thèse EPUL, 1967 (à paraître).
[2] P.-A. GRANDCHAMP, W. BENOIT, B. BAYS, Helv. phys. Acta *40*, 830 (1967).
[3] W. BENOIT, P.-A. GRANDCHAMP, B. BAYS, Helv. phys. Acta *40*, 827 (1967).
[4] W. BENOIT, thèse EPUL, 1968 (à paraître).
[5] D. W. KEEFER, J. C. ROBINSON, A. SOSIN, Acta Met. *14*, 1409 (1966).
[6] S. OKUDA, R. R. HASIGUTI, Acta Met. *11*, 257 (1963).

Méthode simple d'obtention d'échos de spins sans impulsions RF en champ faible

par G. J. BÉNÉ

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Genève, Suisse)

Le phénomène bien connu de précession libre de moments nucléaires dans le champ terrestre, après prépolarisation dans un champ perpendiculaire [1] peut s'interpréter comme résultant de transitions dipolaires magnétiques à fréquence 0 [2] étant, en quelque sorte, le cas limite de la précession libre en champ fort dans le référentiel tournant [3]. On en déduit facilement le principe d'échos de spins [4] réalisables ici sans application d'impulsions de radiofréquence.

Dans les exemples donnés [3] d'application possible de cette technique, on se heurte à deux difficultés pratiques sérieuses:

1° Il faut couper et rétablir le champ polarisant H_P avec des temps de coupure de l'ordre de $t = \omega_0$, ce qui est difficile à réaliser si le champ H_P est élevé et le Q de la bobine, qui l'engendre, élevé (ω_0 = fréquence de Larmor des noyaux dans le champ terrestre).

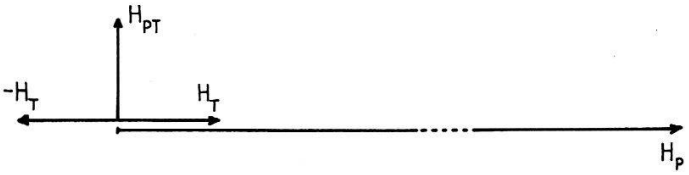
2° La réalisation de la séquence d'impulsions de MEIBOOM et GILL [5] n'est pas aisée, car la première impulsion doit être déphasée de $\pi/2$ par rapport aux suivantes ce qui nécessite d'annuler rigoureusement le champ terrestre et d'en réaliser un autre de même grandeur et de même homogénéité, qui lui soit perpendiculaire.

La méthode que nous proposons ici permet d'éliminer simplement les deux difficultés ci-dessus.

1° Comme dans la méthode classique de précession libre [1] le signal est reçu dans la bobine de polarisation susceptible de produire un champ élevé et un signal important (Q élevé), mais cette bobine de polarisation donne un champ H_P parallèle et de même sens que le champ terrestre H_T.

2° Deux paires de bobines identiques, à axes perpendiculaires, produisant des champs magnétiques de même grandeur que H_T, mais inhomogènes (bobines de

petites dimensions), et alimentées par le même courant, sont disposées de telle façon qu'en l'absence du champ H_P elles annulent en grandeur le champ H_T et le remplacent par un champ inhomogène, de même grandeur et qui lui soit perpendiculaire H_{PT}.



Orientation relative des divers champs auxquels est soumis l'échantillon.

On peut par exemple réaliser la séquence suivante (extrapolation de la méthode de MEIBOOM et GILL).

a) La substance est abandonnée dans H_P (parallèle et de même sens que H_T) pendant un temps long devant le temps de relaxation spin-réseau T_1, ce qui produit l'aimantation M_P.

b) On coupe H_P. L'aimantation M_P est parallèle à H_T et décroît lentement selon T_1.

c) Au bout d'un temps θ, assez long pour que les transitoires dus à la coupure de H_P aient eu le temps de disparaître, mais petit devant T_1, on envoie le courant dans la paire de bobines donnant les champs-H_T et H_{PT}.

d) Le champ effectif qui agit sur M_P est inhomogène et les contributions élémentaires sont rapidement hors de phase. Au bout du temps τ, les moments étant distribués selon un disque dans le plan perpendiculaire à H_{PT}, on coupe le courant ($\tau < T_1$).

e) Les moments ne sont plus soumis qu'au champ H_T, on le maintient pendant le temps $t = \pi/\gamma\, H_T$: le disque dans le plan duquel se trouvent les moments se retourne face pour face, avec pour charnière H_T; on doit avoir $t \ll \tau$.

f) Après le temps t, on rétablit le courant (et par conséquent les champs $-H_T$ et H_{PT}); on observe l'écho au bout du temps $2\,\tau$.

Pour l'extension de la méthode originale de HAHN [4] ou de celle de CARR et PURCELL [4], le champ H_P doit être perpendiculaire à H_T, H_{PT} parallèle et de même sens que H_P, $-H_T$ parallèle et de sens opposé à H_T.

L'application de cette méthode à la mesure de T_1 ou de T_2 est évidente. Il faut remarquer que la mesure peut être faite en un temps de l'ordre des temps de relaxation (T_2, MEIBOOM et GILL, T_1, CSAKI) dans le champ H_{PT} ici égal au champ terrestre mais qui peut être en grande partie compensé [7], ou dans le champ terrestre H_T.

Références

[1] M. PACKARD et R. VARIAN, Phys. Rev. *93*, 941 (1954).
[2] E. GENEUX, Phys. Lett. *24A*, 295 (1967).
[3] G. J. BÉNÉ, C. r. Acad. Sci. Paris *264*, 340 (1967).
[4] E. L. HAHN, Phys. Rev. *76*, 145 (1949); H. Y. CARR et E. M. PURCELL, Phys. Rev. *94*, 630 (1954).
[5] S. MEIBOOM et D. GILL, Rev. Sci. Instr. *29*, 688 (1958).
[6] A. CSAKI et G. J. BÉNÉ, C. r. Acad. Sci. Paris *251*, 228 (1960).
[7] G. J. BÉNÉ, C. r. SPHN Genève *2*, 43 (1967).

Effets de la structure cristalline sur les pics P_1, P_2, P_3, mesures en pendule de torsion[1])

par B. Bays, W. Benoit et P.-A. Grandchamp

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

Des pics de frottement intérieur ont été observés par Okuda et Hasiguti [1], lorsque le frottement intérieur est mesuré sur des échantillons d'or à basse fréquence entre – 180 °C et 0 °C. Ils sont souvent attribués à une interaction entre dislocations et défauts ponctuels.

Benoit [2] a repris l'étude de ces pics, en particulier de leur restauration. Il a constaté que les pics P_2 et P_3 sont plus larges que les pics théoriques.

On peut penser que la largeur excessive des pics est due:

- à une répartition spectrale [3] sur les valeurs du temps de relaxation τ,
- à la multiplication de pics voisins due à un effet d'anisotropie.

Nous avons entrepris une étude expérimentale de l'élargissement des pics.

Il est intéressant de comparer le frottement intérieur mesuré sur les fils monocristallins avec le frottement intérieur mesuré sur les fils polycristallins.

En outre, la variation de l'anomalie de module, par la mesure de la fréquence propre ν, rend compte de l'épinglage et du désépinglage des dislocations [4].

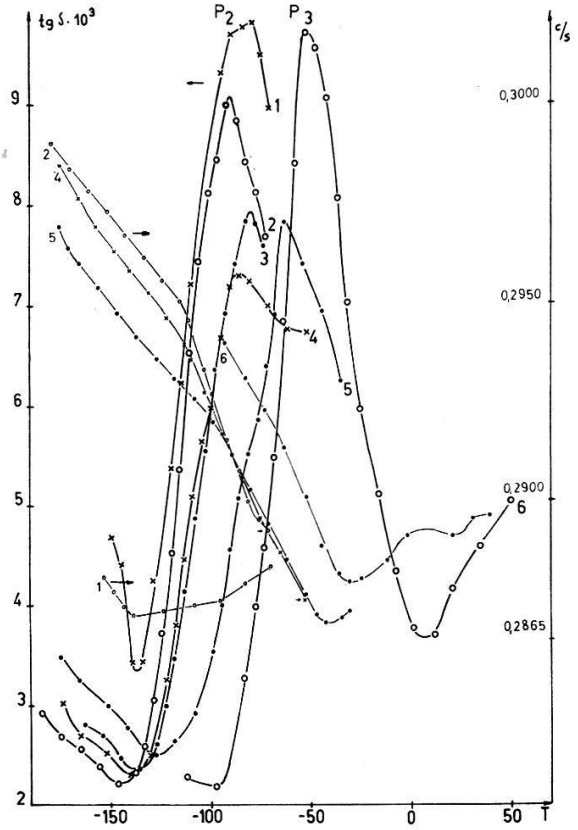


Figure 1

Frottement intérieur et fréquence propre ν, en fonction de la température, mesurés sur un fil d'or polycristallin, recuit dans l'installation pendant 4 h à 400 °C puis écroui 4 tours en torsion.

[1]) Subside 4576 du Fonds national de la Recherche Scientifique.

Le frottement intérieur et la fréquence propre ν sont mesurés en pendule de torsion sur des fils d'or de 1 mm de diamètre, 100 mm de longueur et de pureté 99,999%. La déformation maximum des fils pendant la mesure est de $4 \cdot 10^{-6}$.

Les fils sont écrouis par torsion à $-180\,°C$.

Après chaque écrouissage, on mesure le frottement intérieur et la fréquence des oscillations ν du pendule, lorsque la température augmente linéairement dans le temps jusqu'à une valeur T_{max} supérieure à T_{pic}, puis on redescend le plus rapidement possible à la température de $-180\,°C$. Ce cycle est répété plusieurs fois sur le même échantillon (fig. 1 et 2).

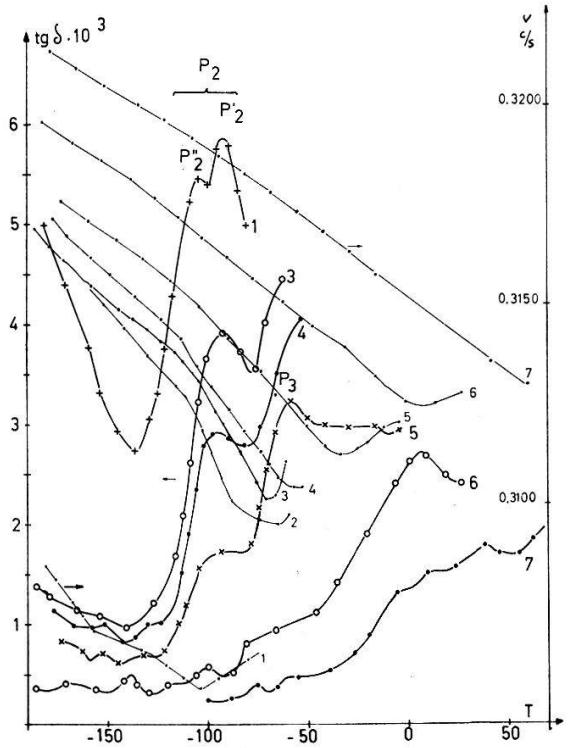


Figure 2

Frottement intérieur et fréquence propre ν, en fonction de la température, mesurés sur un fil d'or monocristallin, d'axe cristallographique [111] dans l'axe du fil, recuit dans l'installation pendant 4h à 400 °C, puis écroui 3 tours en torsion.

On peut faire les observations suivantes:

- fort épinglage des dislocations, à partir de $-150\,°C$, lors de la première montée en température. Cet épinglage est attribué à la migration des interstitiels vers les dislocations [2]. Leur interaction élastique avec les dislocations entraîne le pic P_2,
- le pic P_2 est formé de 2 pics voisins qui se superposent en partie. On le constate sur les fils polycristallins comme sur les fils monocristallins,
- une croissance initiale du pic P_3 qui n'avait pas encore été observée. P_3 serait une conséquence de la disparition de P_2. Les interstitiels qui migrent le long des dislocations se combinent pour former des bi-interstitiels. Leur interaction élastique avec les dislocations donne naissance à P_3 [2].
- en même temps que le recuit de P_3, il existe un deuxième épinglage qui semble être dû à l'arrivée des lacunes [2].

L'étude comparative des résultats obtenus sur les fils polycristallins (fig. 1) et les fils monocristallins (fig. 2), montre en outre une nette régression de la largeur totale du pic P_2 dans les fils monocristallins.

Pour le pic P_3 il n'y a pas de différence entre les résultats obtenus sur les fils monocristallins et les fils polycristallins, la largeur des pics mesurés s'identifiant toujours à celle du pic théorique (contrairement aux résultats de BENOIT [2] et [3]).

Si l'on appelle facteur d'élargissement γ le rapport entre la largeur du pic mesuré (largeur totale pour P_2) et la largeur du pic théorique, on a:

monocristal:	$\gamma(P_2) = 1{,}6 \pm 0{,}4$	$\gamma(P_3) = 1 \pm 0{,}2$
polycristal:	$\gamma(P_2) = 2{,}6 \pm 0{,}4$	$\gamma(P_3) = 1 \pm 0{,}2$

La diminution de la largeur du pic P_2 obtenue sur les fils monocristallins par rapport à celle du pic P_2 obtenue sur les fils polycristallins pourrait alors être due à:

- diminution de la largeur de chacun des 2 pics constituant probablement P_2,
- variation de l'écart entre ces 2 pics.

Les résultats que nous avons à disposition ne nous permettent pas encore de confirmer ou d'infirmer l'une de ces hypothèses.

Bibliographie

[1] S. OKUDA, R. R. HASIGUTI, Acta Met. *11*, 257 (1963).
[2] W. BENOIT, thèse EPUL, 1968 (à paraître).
[3] W. BENOIT, P.-A. GRANDCHAMP, B. BAYS, Helv. phys. Acta *40*, 827 (1967).
[4] R. C. FORNEROD, thèse EPUL, 1967 (à paraître).

^{27}Al-Kernresonanzmessungen von Anorthit bei höheren Temperaturen

von D. BRINKMANN und J. L. STAEHLI
(Physikinstitut der Universität Zürich)

Die Kernresonanzuntersuchungen von ^{27}Al im Anorthit $CaAl_2Si_2O_8$ [1, 2] wurden bei höheren Temperaturen (25 bis 400 °C) fortgesetzt. Die Al-Si-Ordnung bleibt im untersuchten Temperaturintervall erhalten. Zwischen 220 und 250 °C findet folgender reversibler und vermutlich stetiger Phasenübergang statt: Von den unterhalb 220 °C existierenden 8 elektrisch inäquivalenten Al-Punktlagen werden jeweils 2 einander gleich, so dass oberhalb 250 °C nur noch 4 Punktlagen vorhanden sind. Im Hinblick auf Röntgenuntersuchungen [3, 4] kann dies dahin gedeutet werden, dass die Anorthit-Einheitszelle oberhalb 250 °C raumzentriert ist.

Sowohl zwischen 25 und 200 als auch zwischen 250 und 400 °C ändern sich die betreffenden Feldgradiententensoren am Ort der Al-Punktlagen nur wenig. Für 201 und für 305 °C wurden diese Tensoren bestimmt. Die Untersuchungen werden fortgesetzt.

Literatur

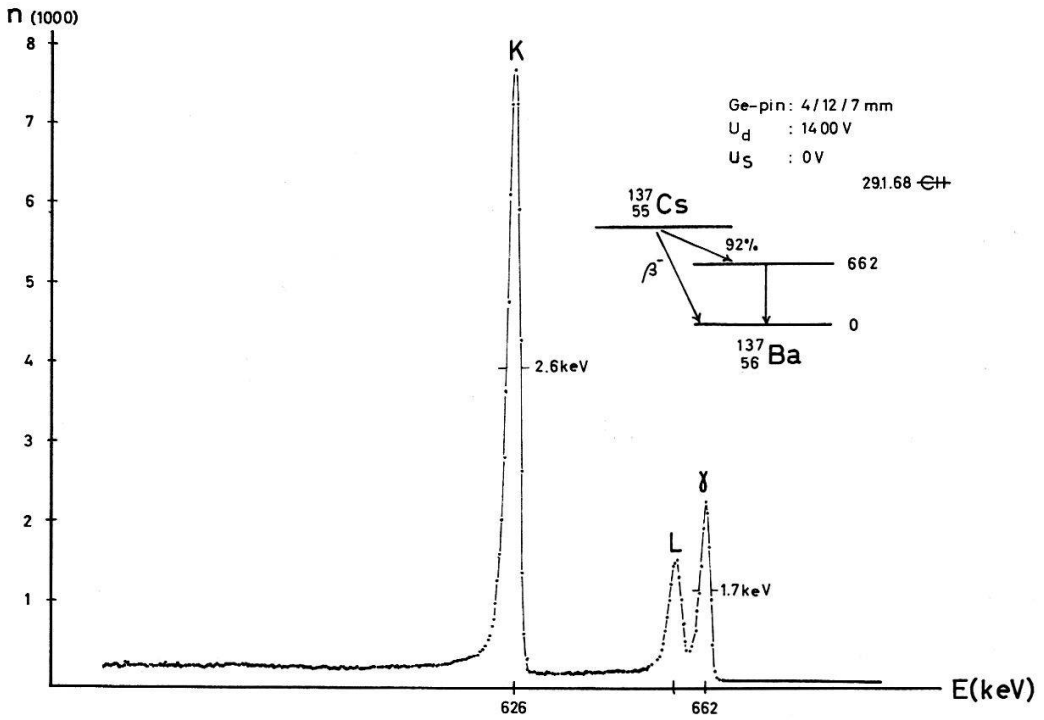
[1] D. BRINKMANN, E. BRUN und B. DERIGHETTI, Helv. phys. Acta *40*, 381 (1967).
[2] D. BRINKMANN und J. L. STAEHLI, Helv. phys. Acta *41*, 274 (1968).
[3] W. L. BROWN, W. HOFFMANN und F. LAVES, Naturwissenschaften *50*, 221 (1963).
[4] F. F. FOIT, JR. und D. R. PEACOR, Z. Kristallogr. *125*, 147 (1967).

Kernphysik

Eine Methode zur besseren Trennung von Konversionselektronen- und Gammalinien bei gleichzeitiger Registrierung mit Hilfe einer Ge-pin-Diode

von E. Baldinger, E. Haller und G. Natile
(Institut für angewandte Physik der Universität Basel, Schweiz)

Auf die Möglichkeit Konversionskoeffizienten mit Ge-pin-Dioden zu bestimmen wurde bereits früher hingewiesen [1]. Unsere Methode beruht auf der gleichzeitigen Registrierung von Konversionselektronen und Gammas. Zur besseren Trennung der M- bzw. N-Konversionslinien von der Gammalinie haben wir vorgeschlagen die Quelle auf ein positives Potential U_s zu bringen. Die Konversionslinien werden um U_s (in eV) nach kleineren Energien verschoben. In der Zwischenzeit wurden die entsprechenden Experimente erfolgreich mit den Isotopen $^{137}_{55}$Cs (Fig. 1 und 2) und $^{207}_{83}$Bi durchgeführt.

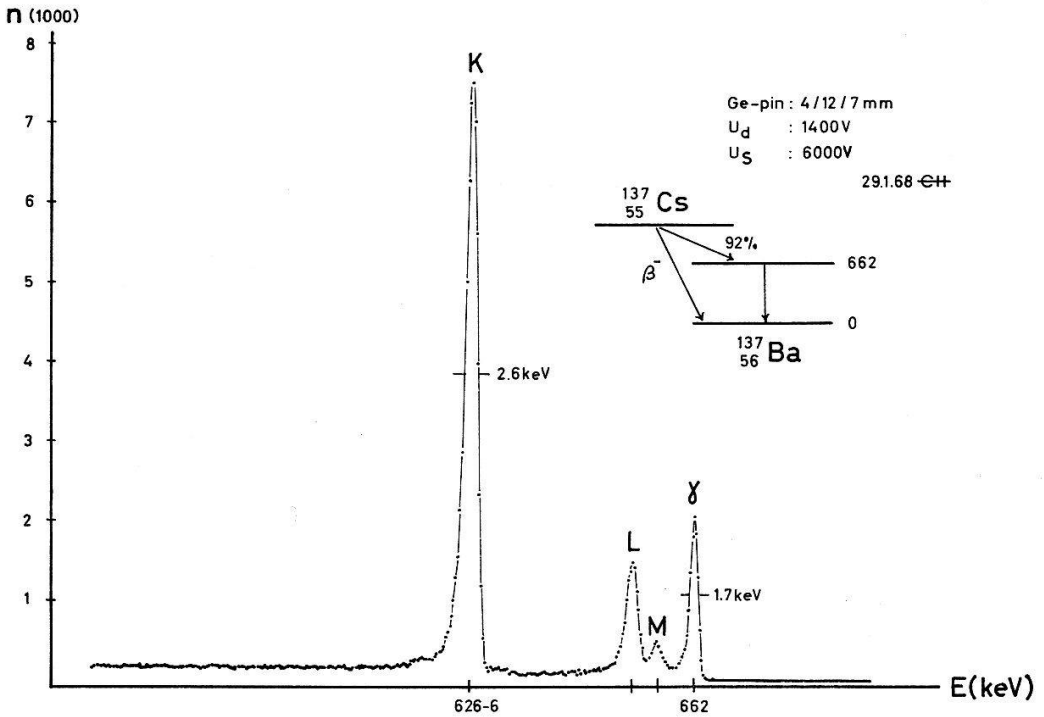


Figur 1

$^{137}_{55}$Cs-Spektrum bei einem Quellenpotential $U_s = 0$ V.

Im weiteren hat es sich bei der Registrierung von Elektronen gezeigt, dass deren Energieauflösung, abgesehen von der Quellendicke, der zu vernachlässigenden Oxidschicht und dem Potentialverlauf an der Oberfläche der Diode stark vom Redriftprozess abhängig ist. Wir finden ein Optimum in der Redriftzeit. Wird diese Zeit

überschritten, so verschlechtert sich die Energieauflösung für Elektronen wesentlich, bleibt hingegen für Gammas unverändert.



Figur 2

$^{137}_{55}$Cs-Spektrum bei einem Quellenpotential $U_s = +6$ kV.

Literatur

[1] E. Baldinger und E. Haller, *Gleichzeitige Registrierung von Gammas und Elektronen mit einer Ge-pin-Diode*, Helv. phys. Acta *40*, 800 (1967).

Ein magnetisches Spektrometer zur Untersuchung von Kernreaktionen

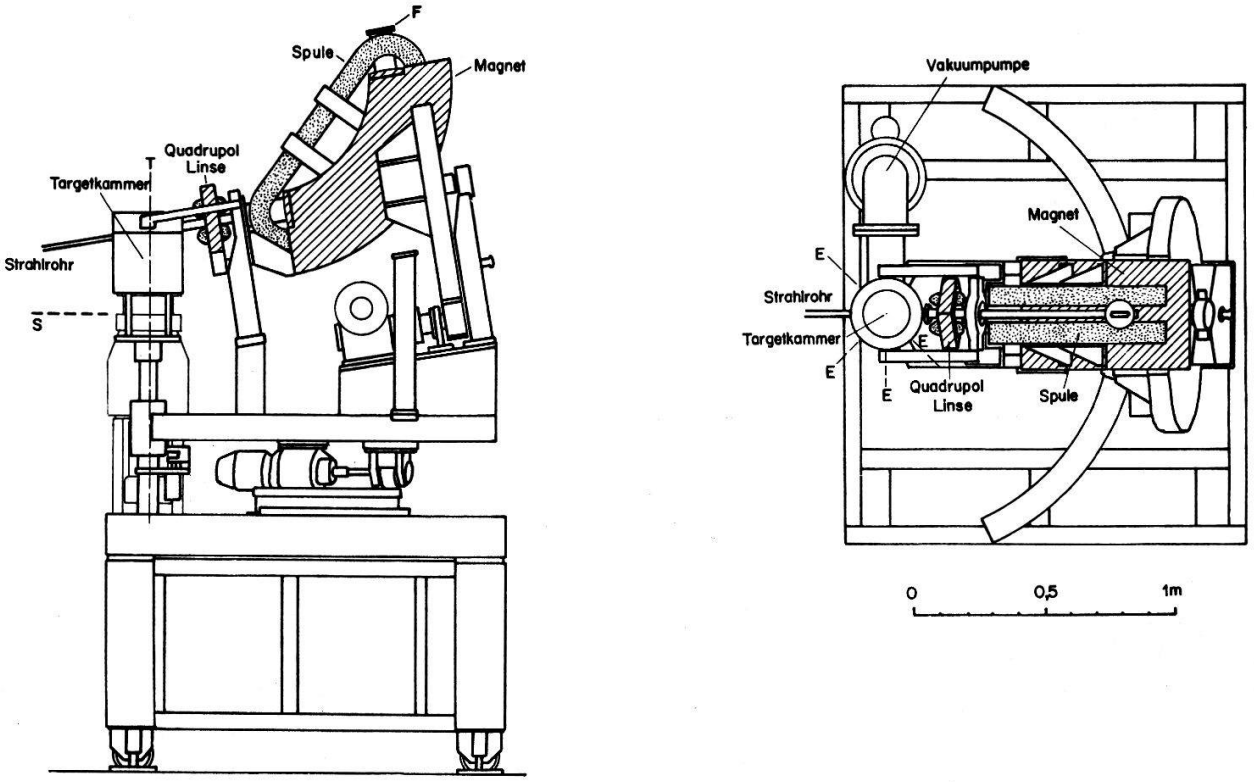
von T. Zimmerli, D. Balzer-Bharucha und P. Marmier
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Zur Durchführung von Präzisionsmessungen am Tandem-van de Graaff-Beschleuniger der ETH wurde ein magnetisches Spektrometer entwickelt und in Zusammenarbeit mit der Maschinenfabrik Oerlikon gebaut. Es benützt die Fokussierung 2. Ordnung in einem homogenen 90°-Sektorfeld mit kreisförmiger Feldbegrenzung. Quelle und Bildpunkt befinden sich je im Abstand ϱ vom Polschuhrand (ϱ = Radius der Feldbegrenzung = Krümmungsradius der Teilchen im Magnetfeld). Für die Dispersion ε gilt

$$\varepsilon = 2\,\varrho\,\frac{\delta p}{p}\,.$$

Die Transmission ist gegeben durch das Produkt der beiden Öffnungswinkel. Nach einem Vorschlag von Enge [1] kann diese wesentlich vergrössert werden, indem man zwischen Quelle und Magnet eine Quadrupollinse einführt, die defokussiert in der

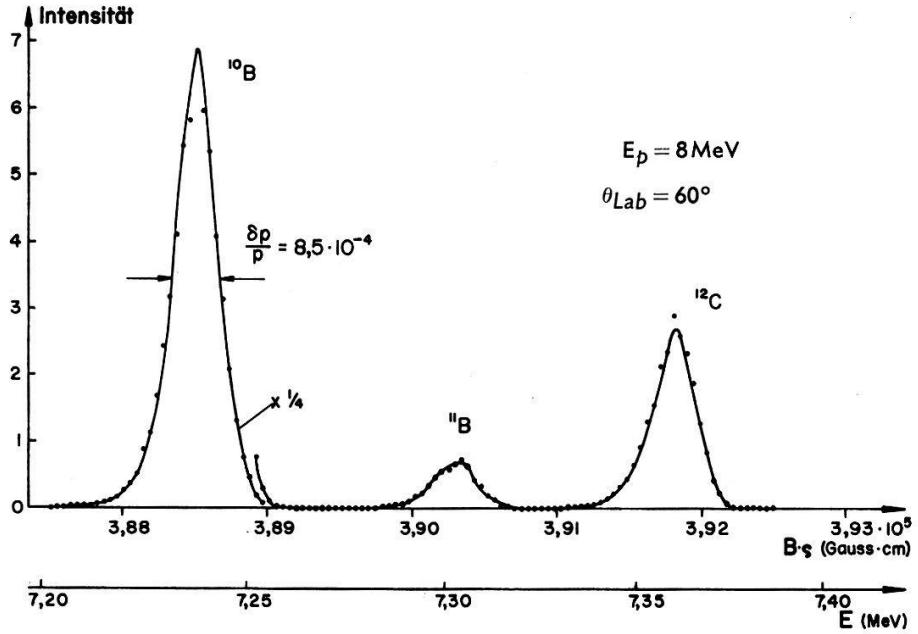
Ebene, in der der Magnet fokussiert (= Reaktionsebene), während sie in der dazu senkrechten Ebene fokussiert. Obwohl aufgrund der Reaktionskinematik bei einer Kernreaktion die Energie der Teilchen in einem bestimmten Ausgangskanal vom Reaktionswinkel abhängig ist, erhält man doch bei einem endlichen Öffnungswinkel eine scharfe Linie, wenn man die Austrittsblende um eine Strecke D gegen den Magneten verschiebt. Die Grösse von D lässt sich einfach berechnen.



Figur 1
Magnetisches Spektrometer.

Figur 1 zeigt den Aufbau des Gerätes. Es besteht aus einem Unterteil, in dem Elektronik und Steuerung untergebracht sind und dem Oberteil mit Quadrupollinse und Magnet, der sich um die Achse T der Targetkammer um $\pm$ 45° drehen lässt. Im Abstand von 2 m von T befindet sich ein Ablenkmagnet, der den Strahl von der normalen Strahlrohrhöhe S um 9° nach oben ablenkt, so dass er in den unteren, festen Teil der Targetkammer eintreten kann und in der Achse T auf die Target trifft. Die zu analysierenden Ausgangsprodukte der Reaktion treten durch den oberen, mit dem Magneten drehbaren Teil der Targetkammer aus und gelangen durch die Quadrupollinse in den Magneten. Am Flansch F wird ein Rohr befestigt, in dem sich Austrittsblende und Detektor befinden. Um die erwähnte Bildverschiebung D berücksichtigen zu können, lassen sich diese gegen den Magneten verschieben. Das ganze Gerät steht auf einer Drehscheibe, deren Drehachse mit T zusammenfällt. Da an der Targetkammer unter je 45° weitere Strahleintrittsöffnungen E angebracht sind, kann unter allen Reaktionswinkeln zwischen 0° und 140° gemessen werden. Die Stromversorgung und -stabilisierung, deren empfindliche Teile in einem Thermostaten untergebracht sind, ist ganz aus Halbleiterelementen aufgebaut. Die zeitliche Konstanz des Magnet-

feldes beträgt $3 \cdot 10^{-5}$ über 1–2 h oder 10^{-4} über einen Tag; die Homogenität ist besser als 10^{-4}. Die maximale Feldstärke beträgt 10 kGauss bei einem Magnetstrom von 80 A.



Figur 2

Elastische Protonen-Streuung.

Aus den Öffnungswinkeln wurde die Transmission zu $2{,}8 \cdot 10^{-3}$ sterad berechnet. Experimentell wurde $T = 2{,}7 \cdot 10^{-3}$ sterad bestimmt. Die Auflösung erhält man, indem man die Bildunschärfe d gleich der Dispersion ε setzt. Die Bildunschärfe ist zur Hauptsache gegeben durch die Breite B des Beamflecks auf der Target und durch die Öffnung A der Austrittsblende:

$$d = \sqrt{B^2 + A^2} \qquad \frac{\delta p}{p} = \frac{d}{2\varrho}.$$

Mit $B = A = 0{,}5$ mm erhält man $\delta p/p = 7{,}1 \cdot 10^{-4}$. Figur 2 zeigt ein unter diesen Bedingungen gemessenes Spektrum der an ^{10}B, ^{11}B und ^{12}C elastisch gestreuten Protonen. Die gemessene Auflösung $\delta p/p = 8{,}5 \cdot 10^{-4}$ ist in guter Übereinstimmung mit dem berechneten Wert.

Literatur

[1] H. A. Enge, Rev. Sci. Instr. *29*, 885 (1958).

Ein niederohmiger Spannungsteiler für Photomultiplier

von H. Jung, M. Brüllmann und D. Meier
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Der stabile Betrieb eines Photomultipliers bei grossen Stosszahlen erfordert im Bereich der letzten Dynoden einen niederohmigen Spannungsteiler. Dieser wird durch eine Transistorschaltung realisiert, welche die Potentiale der drei letzten Dynoden durch Vergleich mit den entsprechenden Potentialen eines unbelasteten Widerstands-

spannungsteilers stabilisiert. Die Dynodenspannung lässt sich dabei in einem weiten Bereich variieren. Durch einen im Hinblick auf das Temperaturverhalten symmetrischen Schaltungsaufbau wird der Einfluss der temperaturabhängigen Eigenschaften der Schaltelemente weitgehend aufgehoben. Der Ausgangswiderstand einer Stufe beträgt etwa 1 Ohm.

Eine ausführliche Beschreibung wird in Nucl. Instr. and Meth. erscheinen.

La désintégration du ^{51}Cr

par Cl. Ribordy, J. Kern, L. Schellenberg et O. Huber
(Institut de Physique de l'Université de Fribourg, Suisse)

Le niveau observé à 645 keV par Ofer et Wiener [1] dans le ^{51}V n'existe pas. Ce résultat a été obtenu par une mesure en conversion externe dans le spectromètre à double focalisation de notre Institut [2], mesure qui exclut tout phénomène d'empilement. La limite supérieure de population d'un tel niveau est de 7×10^{-6} par désintégration du ^{51}Cr. D'autre part nous avons mesuré le coefficient de conversion interne de la transition de 320 keV par la méthode de conversion externe et interne de Hultberg [3] et obtenu $\alpha_K = (1.46 \pm 0.1) \times 10^{-3}$. On en déduit une multipolarité mixte: $M\,1 + 12\%\ E\,2$.

Une publication détaillée paraîtra prochainement dans les Helvetica Physica Acta.

Bibliographie

[1] S. Ofer et R. Wiener, Phys. Rev. *107*, 1639 (1957).
[2] T. Y. Chen, O. Huber, J. Kern, L. Schellenberg, B. Walthardt und H. Wild, Nucl. Inst. Meth. *29*, 181 (1964).
[3] S. Hultberg et R. Stockendal, Ark. Fys. *14*, 565 (1959).

Internal Conversion of the *s*-Electrons in the Low *Z*-Region (320 keV Transition in ^{51}V)

by O. Dragoun[1])
(Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg)
Cl. Ribordy and O. Huber
(Institut de Physique de l'Université de Fribourg, Suisse)

In order to study the internal conversion of the *s*-electrons in the low *Z*-region, the relative intensities of the conversion lines emitted by the 320 keV transition in ^{51}V ($Z = 23$) were measured with the Heidelberg $\pi/2\sqrt{13}$ high resolution beta-ray spectrometer. The effect of screening is examined for the M_I-electrons. The discrepancies in the present calculations of the internal conversion coefficients for the low *Z*-region are pointed out and the method for the extrapolation from the Rose's tables is suggested.

The results will be soon published in the Helvetica Physica Acta.

[1]) On leave from the Nuclear Research Institute, Řež, ČSR.

Zerfall von ^{161}Gd (β^-; 3,6 min) ^{161}Tb (β^-; 6,9 d) ^{161}Dy

von M. Gasser, J. Kern, B. Michaud und O. Huber
(Physikalisches Institut der Universität, 1700 Fribourg, Schweiz)

Die γ-Spektren von ^{161}Tb und ^{161}Dy wurden mit einer 3 cm^3 Ge(Li)-Diode[1]) gemessen. Die Auflösung betrug ungefähr 1 keV für 100 keV γ-Strahlen. Als Quelle diente neutronenaktiviertes natürliches Gadoliniumoxyd. Die Bestrahlung wurde im Reaktor Saphir, EIR Würenlingen, durchgeführt. Es wurden jeweils ca. 30 Messungen zu 5 min akkumuliert.

Im Spektrum von ^{161}Tb wurden neue Linien der Energien 89,5; 96,9; 168,4; 417,0 keV und ca. 20 Linien zwischen 900 und 1700 keV gefunden. Die Übergänge 168,4 und 417,0 keV können in das Niveauschema nach Żylicz et al. [1] eingeordnet werden. Der Übergang 96,9 keV geht wahrscheinlich vom erwarteten Niveau (9/2 + 3/2 [411]) bei 230,4 keV aus. Ein neues Niveau bei 1350 keV zerfällt mit Übergängen von 932,5; 954,5; 1035,2; 1121 und 1350 keV.

Im Spektrum von ^{161}Dy wurden mehrere neue Linien gefunden. Die Existenz eines Niveaus bei 531 keV mit Übergängen in die Niveaux 0; 25,6 und 131,8 keV erscheint gesichert. In beiden Isotopen müssen weitere Niveaux eingeführt werden um die erhaltenen Daten zu erklären.

Eine ausführliche Darstellung unserer Resultate erscheint später.

Literatur

[1] J. Żylicz, P. G. Hansen, H. L. Nielsen and K. Wilsky, Nucl. Phys. *84*, 13 (1966).

[1]) Erhalten von Herrn Prof. E. Baldinger, Institut für angewandte Physik der Universität Basel.

Etude de la corrélation directionnelle β–γ perturbée dans la désintégration de ^{166}Ho, à l'aide d'une source de Ho_2O_3 en poudre; recherche d'une dépendance en $P_4(\cos\theta)$

par R. Hess
(Laboratoire de Physique des Hautes Energies de l'EPF, Zurich)

La perturbation de la corrélation directionnelle ^{166}Ho $0^-\beta$ (1760 keV) $2^+\gamma$ (81 keV) 0^+ ^{166}Er a déja été étudiée dans le cas d'une source Ho_2O_3 en poudre [1]. En particulier nous avions montré que le facteur d'atténuation G_2 dépendait de l'énergie E_β des bêtas. Supposons [3] que ce phénomène soit plutôt étroitement lié à l'énergie E_R du recul subi par le noyau lors de la désintégration β. Pour des valeurs fixes de E_R et E_β, l'émission de l'anti-neutrino n'est pas isotrope mais a lieu à l'intérieur d'un cône. Certains arguments théoriques [2] montrent que la corrélation directionnelle β–γ doit alors être de la forme $W(\theta) = 1 + G_2 A_2 P_2(\cos\theta) + G_4 A_4 P_4(\cos\theta)$. Nos mesures actuelles indiquent que si le dernier terme de cette expression existe, le coefficient $A_4 G_4$ est positif et de l'ordre de 1%. D'autre part, nous avons élaboré un programme en FORTRAN IV pour le dépouillement complet de ces mesures.

Un travail détaillé paraitra ultérieurement. Toutefois un rapport plus complet est actuellement à disposition.

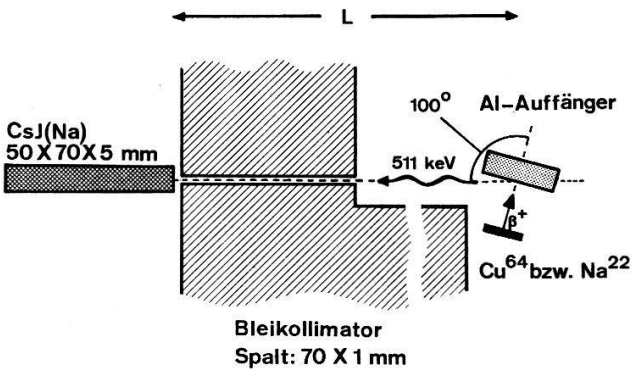
Bibliographie

[1] L. GRENACS et al., Helv. phys. Acta *37*, 608 (1964).
[2] A. M. BINCER, Phys. Rev. *112*, 244 (1958).
[3] L. GRENACS et G. GUGAN, Rapport interne, Université de Louvain, Belgique.

Präzisionsmessung der Halbwertszeit von Cu^{64}

von F. HEINRICH und G. PHILIPPIN
(Physikalisches Institut der ETH, Zürich, Laboratorium für Festkörperphysik)

Cu^{64} ist wegen seiner günstigen Halbwertszeit (HWZ) und der Möglichkeit, es durch Reaktorbestrahlung bequem zu produzieren, ein viel verwendetes Isotop bei allen Arten von Annihilationsexperimenten. Daneben wird $Cu^{65}(\gamma, n)Cu^{64}$ häufig als Monitorreaktion bei Kernphotoprozessen benützt. Bei allen Anwendungen ist eine genaue Kenntnis der HWZ erforderlich. Leider zeigen sich unter den Literaturwerten beträchtliche Diskrepanzen; insbesondere scheint das Ergebnis 12,88 $\pm$ 0,03 h einer früheren Präzisionsmessung (1) erheblich vom wahren Wert abzuweichen.



Die skizzierte Messanordnung soll folgenden Forderungen genügen: Wirksamer Ausschluss aller Arten von Fremdaktivitäten, gute Stabilität und Kontrollmöglichkeiten für die Ansprechwahrscheinlichkeit der Gesamtapparatur und gute Untergrundbedingungen. Die Quelle besteht aus Elektrolytkupfer; anhand des Analysenrezeptes wurden alle denkbaren Beiträge von Fremdaktivitäten abgeschätzt und als vernachlässigbar erkannt. Die Aktivierung ($Cu^{63}(n, \gamma)Cu^{64}$) wurde so geleitet, dass bei Messbeginn (ca. 7 h nach der Bestrahlung) kurzlebige Aktivitäten, insbesondere Cu^{62}, abgeklungen sind und die Anfangsrate einem Totzeitverlust von ca. 1% entspricht. Die Positronen treffen auf einen Al-Auffänger und annihilieren dort. Die Bleikollimatoren sind so angeordnet, dass der Detektor nur den Auffänger, jedoch nicht die Quelle selbst «sieht». Die Anordnung ist daher hochselektiv für Positronen. Da bei Reaktoraktivierungen Positronenemitter recht selten auftreten, werden auf diese Weise Fremdaktivitätsbeiträge sehr wirksam unterdrückt. In der Tat zeigt das Pulshöhenspektrum nur die 511 KeV-Strahlung. Die 100°-Geometrie ist zudem sehr geeignet, um unerwünschte Streuprozesse im Auffänger zu unterdrücken. Ersetzt man die

Positronenquelle durch ein 200 μC starkes, dünnes Cs^{137}-Präparat, so liegt der Zählbeitrag in der Grössenordnung der Untergrundsschwankungen. Mit Rücksicht auf die Einfachheit und damit die Stabilität des Zählsystems wird nur eines der Annihilationsquanten registriert (511 KeV-Photolinie). Zur Kontrolle der Zählausbeute wurde die Cu-Quelle regelmässig mit einer Na^{22}-Quelle verglichen. Im Interesse eines geringen Untergrundeffektes wurde ein dem Kollimatorschlitz angepasster plattenförmiger Szintillator verwendet. Um die Zerfallskurve über ca. 15 Halbwertszeiten verfolgen zu können, wurde zu einem geeigneten Zeitpunkt der Abstand L (Figur) in genau definierter Weise verkürzt und der Anschlussfaktor für diese zwei Positionen genau ermittelt.

Die gemessenen Zählraten wurden hinsichtlich Totzeitverlusten, Untergrund, der endlichen Länge der Messintervalle und der Ansprechwahrscheinlichkeit korrigiert. In den Fehlern der Einzelpunkte sind neben den statistischen Fehlern die Unsicherheiten in der mit Na^{22} kontrollierten Zählausbeute enthalten. Die Zerfallskurve wurde nach der Methode der kleinsten Quadrate analysiert. Es ergab sich ein streng exponentieller Zerfall ohne die geringste Andeutung eines Fremdaktivitätsanteils.

Drei voneinander unabhängige Messungen unter veränderten Bedingungen ergaben die Werte $12{,}695 \pm 0{,}020$; $12{,}702 \pm 0{,}015$ und $12{,}709 \pm 0{,}015$ h. In den Fehlern sind neben den bereits genannten Unsicherheiten der Einzelpunkte (ca. 40 pro Messung) der Fehler im geometrischen Anschlussfaktor sowie die Unsicherheiten eventueller, nicht identifizierbarer Fremdaktivitätsbeiträge in stark majorierter Weise enthalten. Zudem ist in den Fehlerangaben der Faktor $\sqrt{\chi^2/f}$ enthalten, wobei f die Anzahl Freiheitsgrade des zugehörigen Ausgleichproblems ist. Der Fehler in unserem Endresultat $\underline{T_{1/2} = 12{,}701 \pm 0{,}011}$ h ist daher eher als maximaler Fehler zu betrachten.

Literatur

L. Silver, Can. J. Phys. *29*, 59 (1951).

Änderung der Halbwertszeit von ^{89}Zr durch innere elektrische Felder eines Ferroelektrikums

von St. Gagneux, P. Huber und H. Leuenberger
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Erscheint demnächst in Helv. phys. Acta.

Wirkungsquerschnitt der $^{27}Al(n, \alpha)\,^{24}Na$-Reaktion im Energiebereich von 13,8–14,8 MeV

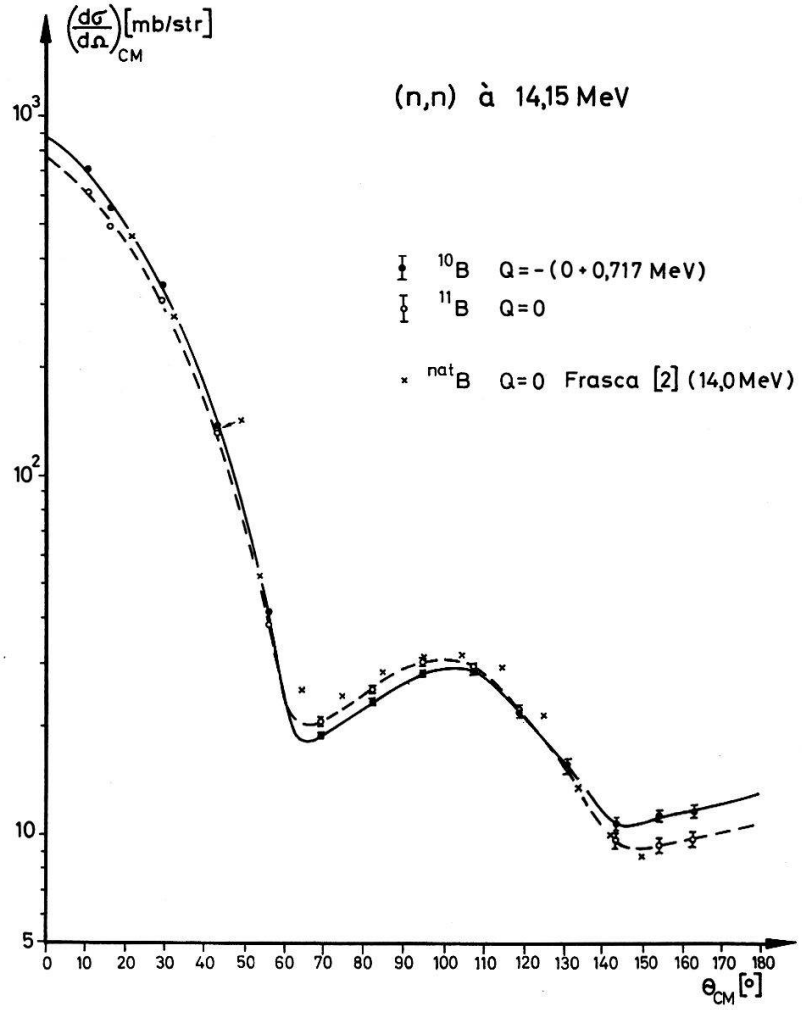
von P. Boschung, St. Gagneux, E. Steiner und R. Wagner
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Erscheint demnächst in Helv. phys. Acta.

Distribution angulaire des sections efficaces différentielles élastiques et inélastiques de diffusion des neutrons de 14,15 MeV par le ^{10}B et par le ^{11}B

par J. C. ALDER, B. VAUCHER et C. JOSEPH
(Institut de Physique Nucléaire de l'Université de Lausanne, 19, rue César Roux, 1005 Lausanne)

Aucune mesure des sections efficaces différentielles élastiques et inélastiques pour les neutrons n'existe sur le ^{10}B et le ^{11}B au dessus de 1,5 MeV. Sur le B naturel il y a, seulement à 14 MeV, celles de TECH [1] ($Q = 0$ MeV, Q (^{11}B) $= -2{,}12$ MeV, $-4 < Q < -6$ MeV, $-6 < Q < 8$ MeV) et celle de FRASCA [2] ($Q = 0$ MeV).



Distribution angulaire de la section efficace de diffusion élastique pour le ^{10}B et le ^{11}B.

Par la technique du temps de vol, les distributions angulaires des neutrons diffusés sur 2 échantillons, l'un de B naturel (81,2% de ^{11}B) et l'autre de ^{10}B enrichi (91,35% de ^{10}B), ont été mesurées pour 14 angles entre 10 et 161,8°. Les événements parasites, dus soit aux neutrons diffusés successivement par l'échantillon et l'environnement du détecteur, soit aux neutrons diffusés par l'air, ne sont pas négligeables dans la détermination de sections efficaces de l'ordre du mb. Ils ont été relevés pour chaque angle, au cours de mesures complémentaires, en interposant un blindage entre diffuseur et détecteur.

Les caractéristiques principales de l'expérience sont les suivantes: La géométrie est ouverte. Les 2 échantillons mesurent 7,2 cm de hauteur, 1,8 cm de largeur, 5 cm de longueur et leur centre était placé à 18,5 cm de la source. Leur taux d'interaction, voisin, est d'environ 37%. Le détecteur neutron est constitué par un scintillateur liquide NE 213 de $20 \times 20 \times 4$ cm équipé d'une discrimination de forme $\gamma - n$. La distance de vol varie entre 4 et 5 m. La résolution angulaire est d'environ 6° à mi-hauteur. La résolution temporelle en vol direct vaut 2 ns à mi-hauteur et 4,5 ns à 10% du maximum.

De chaque spectre de temps de vol des échantillons, il a été retranché les spectres de coincidences fortuites et parasites. Les corrections de diffusions multiples ont été effectuées à l'aide d'un programme de Monte-Carlo [3] adapté pour 2 isotopes et 20 niveaux. Au spectre de temps de vol de chaque échantillon a été soustrait une fraction du spectre de l'autre échantillon, dans un rapport correspondant au nombre d'atomes, de façon à éliminer la contribution de l'isotope minoritaire. Cette méthode est possible du fait que l'atténuation des neutrons est la même dans les 2 diffuseurs. Lorsque les pics de niveaux voisins d'un même isotope se chevauchent une séparation des contributions respectives à chaque niveau a été faite en se basant sur la forme des pics.

Les distributions angulaires des sections efficaces différentielles suivantes ont ainsi été obtenues:

^{10}B: $Q = -$ (0 + 0,717 MeV)[1]	^{11}B: $Q = -$ 0 MeV
$-$ 1,74 MeV	$-$ 2,12 MeV
$-$ 2,15 MeV	$-$ 4,44 MeV
$-$ 3,58 MeV	$-$ 5,02 MeV
$-$ 4,77 MeV	$-$ (6,74 + 6,79 MeV)
$-$ (5,11 + 5,17 + 5,18 MeV)	$-$ 7,30 MeV
$-$ (5,92 + 6,03 + 6,13 MeV)[1]	$-$ 8,0 MeV[2]
$-$ 6,57 MeV	$-$ 8,57 MeV[2]
$-$ (6,88 + 7,0 MeV)	

Nos résultats de diffusion élastique sont reportés pour chacun des isotopes sur la Figure de même que les valeurs de Frasca [2] pour le B naturel.

Une publication détaillée donnera prochainement les distributions angulaires des diffusions inélastiques sur chacun des niveaux mentionnés.

Références

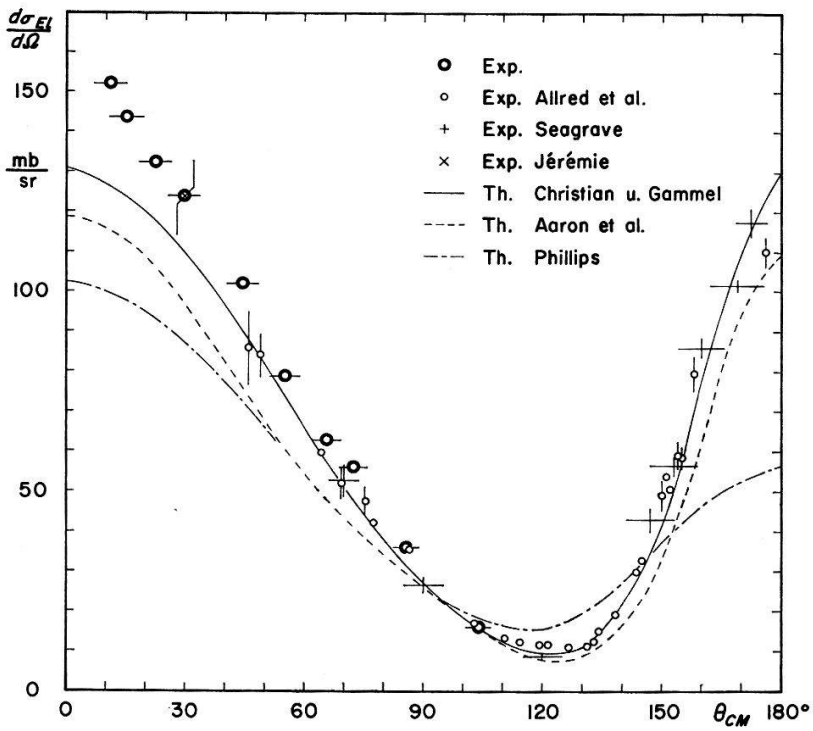
[1] K. Tesch, Nucl. Phys. *37*, 412 (1962).
[2] A. J. Frasca, R. W. Finlay, R. D. Koshel and R. L. Cassola, Phys. Rev. *144*, 854 (1966).
[3] C. Joseph, G. A. Grin, J. C. Alder et B. Vaucher, Helv. phys. Acta *40*, 693 (1967).

[1]) Avec indication des contributions respectives.
[2]) Dans un domaine angulaire restreint.

Elastische Neutron-Deuteron-Streuung bei 14 MeV

von M. Brüllmann, H. Jung, D. Meier und P. Marmier
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Die bisher bekannten experimentellen Daten der elastischen n-D-Streuung bei 14 MeV, welche von Allred et al. [1] und Seagrave [2] durch Beobachtung der Rückstoss-Deuteronen gewonnen wurden, überdecken nur den Winkelbereich $45° \leqslant \theta_{CM} < 180°$ im Schwerpunktsystem. Eine von Christian und Gammel [3] berechnete theoretische Kurve stimmt mit diesen Messungen sehr gut überein und wird deshalb im wesentlichen auch für die Extrapolation in Vorwärtsrichtung verwendet. Eine einzelne Direktmessung der gestreuten Neutronen bei $\theta_{CM} = 30°$ stammt von Jérémie [4].



Differentieller elastischer Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem.

In der vorliegenden Arbeit wurde mit einem Flugzeitspektrometer, das in früheren Arbeiten [5, 6] beschrieben worden ist, die Winkelverteilung der gestreuten Neutronen bei einer Einfallsenergie von 14,1 MeV im Laborwinkelbereich $7{,}5° \leqslant \theta \leqslant 75°$ untersucht ($11° \leqslant \theta_{CM} \leqslant 104°$). Als Streukörper diente D_2O. Bei Streuwinkeln $\theta < 30°$, wo sich die elastischen D- und O-Linien mit abnehmendem Winkel im Flugzeitspektrum zunehmend überlagern, wurden zur Bestimmung des O-Anteils gleiche Messungen an H_2O durchgeführt. Im Winkelbereich $\theta < 20°$, in welchem sich auch die H- und O-Linien überlagern, wurde der H-Anteil aus dem bekannten differentiellen n-p-Wirkungsquerschnitt berechnet, unter Anpassung an die Messwerte bei $\theta \geqslant 20°$. Die Berechnung der Absolutwerte $d\sigma_{El}/d\Omega$ des differentiellen elastischen Wirkungsquerschnittes erfolgte mittels der experimentell bestimmten Ansprechwahr-

scheinlichkeit des Flugzeitspektrometers. Für Absorption und Mehrfachstreuung im Streukörper wurden Korrekturen angebracht.

In der Figur sind die Ergebnisse sowie die Daten von [1–4] im Schwerpunktsystem dargestellt. Die eingetragenen Fehler sind statistische Fehler; bei Messpunkten ohne eingetragenen Fehler ist dieser kleiner als $\pm$ 3 mb/sr. Der nichtstatistische Fehler der vorliegenden Messwerte beträgt 9% bei $\theta_{CM} \leqslant 30°$, bzw. 6% bei $\theta_{CM} > 30°$. Die horizontalen Balken geben die Winkelauflösung, d.h. die Halbwertsbreite der Winkelauflösungsfunktion. Die Ergebnisse stimmen im vergleichbaren Winkelbereich mit den bisherigen experimentellen Daten überein. In Vorwärtsrichtung verlaufen die Messpunkte jedoch steiler als die bisher zur Extrapolation verwendete Kurve von Christian und Gammel. Zum Vergleich sind ferner zwei neuere theoretische Kurven von AARON et al. [7] und PHILLIPS [8] eingetragen, die jedoch den experimentellen Verlauf nicht befriedigend wiedergeben.

Die Integration der vorliegenden Messwerte ergibt für den totalen elastischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{El} = 0{,}65 \pm 0{,}04$ b. Dabei wurde im nicht erfassten Winkelbereich $\theta_{CM} > 104°$ die Kurve von Christian und Gammel verwendet. Allred et al. geben $\sigma_{El} = 0{,}67 \pm 0{,}10$ b; Seagrave gibt $\sigma_{El} = 0{,}61 \pm 0{,}03$ b. Die theoretische Kurve von Christian und Gammel ergibt 0,60 b. Die experimentellen Werte des totalen Wirkungsquerschnittes bei 14 MeV [9, 10] schwanken zwischen 0,79 b und 0,86 b. Unter Berücksichtigung von Messdaten bei 13 und 15 MeV [10] erscheint ein Wert von 0,82 b bei 14 MeV als wahrscheinlich. Wird davon der totale inelastische Wirkungsquerschnitt [11] von $0{,}18 \pm 0{,}02$ b subtrahiert, bleibt für den totalen elastischen Wirkungsquerschnitt 0,64 b. Der in dieser Arbeit bestimmte Wert $\sigma_{El} = 0{,}65 \pm 0{,}04$ b ist mit diesen Daten gut verträglich.

Literatur

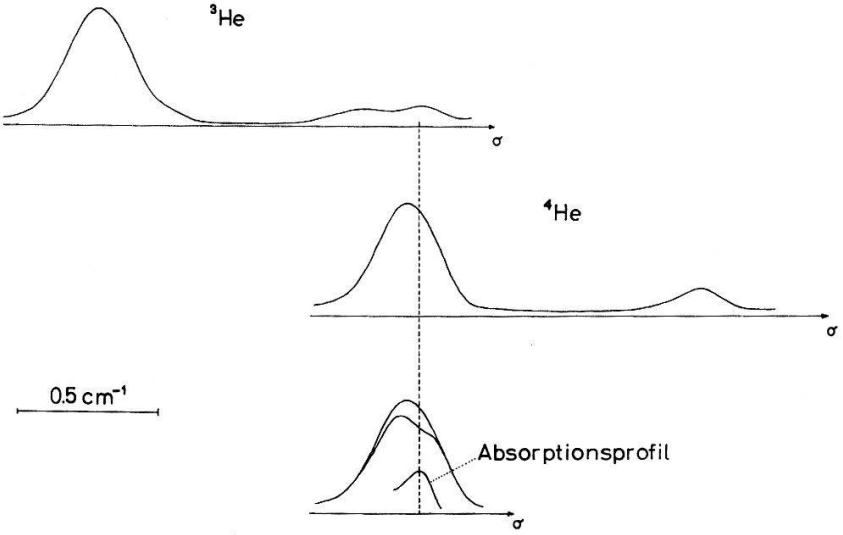
[1] J. C. ALLRED, A. H. ARMSTRONG and L. ROSEN, Phys. Rev. *91*, 90 (1953).
[2] J. D. SEAGRAVE, Phys. Rev. *97*, 757 (1955).
[3] R. S. CHRISTIAN and J. L. GAMMEL, Phys. Rev. *91*, 100 (1953).
[4] H. JEREMIE, Nucl. Phys. *47*, 225 (1963).
[5] H. JUNG, M. BRÜLLMANN und D. MEIER, Nucl. Instr. Meth. *55*, 301 (1967).
[6] M. BRÜLLMANN, H. JUNG, D. MEIER und P. MARMIER, (im Druck).
[7] R. AARON, R. D. AMADO and Y. Y. YAM, Phys. Rev. *140*, B 1291 (1965).
[8] A. C. PHILLIPS, Phys. Rev. *142*, 984 (1966).
[9] H. L. POSS, E. O. SALANT, G. A. SNOW and LUKE C. L. YUAN, Phys. Rev. *87*, 11 (1952).
[10] Tabulated Neutron Cross Sections, R. J. HOWERTON, University of California Radiation Laboratory Report, UCRL 5573 (1961).
[11] H. C. CATRON, M. D. GOLDBERG, R. W. HILL, J. M. LEBLANC, J. P. STOERING, C. J. TAYLOR and M. A. WILLIAMSON, Phys. Rev. *123*, 218 (1961).

Messung der Polarisation eines ^{3}He-Targets nach der optischen Methode

von U. ROHRER, P. HUBER, CH. LEEMANN und H. SCHIECK
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Mit Hilfe eines aufzeichnenden Fabry-Perot-Interferometers [1, 2] mit einem Auflösungsvermögen von 0,03 cm^{-1} wurde die spektrale Ausleuchtung der beiden

$2\,^3P_0$–$2\,^3S_1$-Hyperfeinstrukturkomponenten von ^{3}He durch die starke $2\,^3P_{1,2}$–$2\,^3S_1$-Feinstrukturkomponente von ^{4}He ($\lambda = 10830$ Å) gemessen. Da bei der optischen Methode die Polarisation der ^{3}He-Targets durch die Absorption des zirkular polarisierten Pumplichtes bestimmt wird, erlaubt eine genaue Kenntnis der spektralen Ausleuchtungsverhältnisse eine relativ sichere Bestimmung der Targetpolarisation. Die Versuchsbedingungen werden in einer demnächst in Helv. phys. Acta erscheinenden Arbeit beschrieben.



Feinstrukturprofile der 10830-Å-Linien einer ^{3}He- und ^{4}He-HF-Lampe und ihre relative Position (σ: Wellenzahl).

Die Figur zeigt die 10830-Å-Linienprofile einer ^{3}He- und einer ^{4}He-HF-Lampe in Funktion der Wellenzahl σ. Die relative Lage der beiden Spektren wurde mit Hilfe eines Absorptionsexperimentes bestimmt [3]. Als Formel [4] für den Zusammenhang zwischen dem gemessenen optischen Signal $\Delta I/I_0$ und der interessierenden Kernpolarisation P ergibt sich daraus: $\Delta I/I_0 = (75\,P - 40\,P^2 + 9\,P^3)/(33 + 11\,P^2)$.

Literatur

[1] H. G. Kuhn, H. H. Lucas-Tooth, J. Sci. Instr. *35*, 413 (1953).
[2] H. G. Kuhn, J. M. Vaughan, Proc. Roy. Soc. *A 277*, 297 (1964).
[3] R. C. Greenhow, Phys. Rev. *136*, A660 (1964).
[4] F. D. Colegrove, L. D. Schearer, G. K. Walters, Phys. Rev. *132*, 2561 (1963).

Polarisation der an ^{24}Mg, ^{52}Cr und ^{58}Ni inelastisch gestreuten Protonen bei Einfallsenergien zwischen 5,7 und 6,0 MeV

von A. Ruh und P. Marmier
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Mit Hilfe eines Kohlenstoff-Polarimeters wurde die Polarisation der am ersten Niveau von ^{24}Mg, ^{52}Cr und ^{50}Ni inelastisch gestreuten Protonen für verschiedene

Streuwinkel θ bei einer Einfallsenergie von 5,9 MeV gemessen. Für ^{52}Cr wurde bei $\theta = 90°$ die Protonenenergie zwischen 5,7 und 6,0 MeV variiert und dabei eine starke Energieabhängigkeit der Polarisation gefunden. Ferner wurden die Anregungsfunktionen der an ^{52}Cr elastisch und inelastisch gestreuten Protonen zwischen 5,0 und 6,5 MeV für fünf, bzw. sieben Streuwinkel gemessen.

^{3}He(d, p) ^{4}He-Reaktion mit polarisierten Deuteronen und polarisiertem Target bei 430 keV

von Ch. Leemann, H. Bürgisser, P. Huber, H. Schieck und F. Seiler
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Die Winkelverteilung der Reaktion ^{3}He(d, p)^{4}He wurde bei 430 keV Deuteronenenergie mit polarisiertem Deuteronenstrahl und polarisiertem Target gemessen. Es wurde ein optisch gepumptes ^{3}He-Target [1] verwendet, das bei einem Fülldruck von 3 Torr etwa 20% Polarisation hat.

Es ist bekannt, dass bei dieser Energie der Wirkungsquerschnitt der Reaktion im wesentlichen durch eine $3/2^+$-Resonanz bestimmt wird. Unsere Messergebnisse werden vor allem auf Beiträge anderer Zwischenzustände hin untersucht. Im Fall reiner s-Wellen im Eingangskanal können nur zwei Matrixelemente, $R_{3/2^+}$ und $R_{1/2^+}$ auftreten, und es wird versucht, Betrag und Phase von $R_{1/2^+}$ (relativ zu $R_{3/2^+}$) zu bestimmen.

Im Gegensatz zu Messungen des unpolarisierten Querschnittes oder des Analysatorvermögens allein liefert ein Experiment mit polarisiertem Strahl und Target alle dazu benötigten Informationen.

Die bis jetzt vorliegenden Messungen gestatten den Schluss, dass $R_{1/2^+}$ klein ist gegen $R_{3/2^+}$. Weitere Messungen sind im Gange. Eine ausführlichere Arbeit wird in Helv. phys. Acta erscheinen.

Literatur

[1] F. D. Colegrove, L. D. Shearer und G. K. Walters, Phys. Rev. *132*, 2561 (1963); G. C. Phillips, Proc. 2nd Int. Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Editors: P. Huber and H. Schopper, Birkhäuser (Basel), p. 113ff (1966).

Réactions de transfert induites par des ions lourds

par A. Huber, A. Gobbi, H. Knoth, U. Matter, J. L. Perrenoud et P. Marmier
(Laboratoire de Physique Nucléaire de l'EPF, Zurich)

Le transfert d'un nucléon lors d'une réaction entre ions lourds est bien connu aux énergies inférieures à la barrière de Coulomb et permet la détermination du produit des facteurs spectroscopiques de ce nucléon dans l'état initial et final. A de plus grandes énergies et dans le cas où un ensemble de nucléons est transféré de nombreux problèmes se posent pour l'interprétation du mécanisme de la réaction. Dans le but de

déterminer des facteurs spectroscopiques la section efficace a été mesurée en fonction de l'angle pour les cas suivants

$^{13}C(^{16}O, ^{17}O(g.s.))^{12}C$	$^{13}C(^{14}N, ^{13}C)^{14}N$	$^{12}C(^{18}O, ^{16}O)^{14}C$
$^{13}C(^{18}O, ^{19}O)^{12}C$	$^{13}C(^{16}O, ^{17}O(.871\ MeV))^{12}C$	$^{12}C(^{14}N, ^{12}C)^{14}N$

L'énergie de la particule incidente était comprise entre 17 et 25 MeV dans le système du laboratoire. L'identification de la réaction a toujours eu lieu en observant les deux particules émises en coincidence.

Les seuls niveaux observés dans le cas de la réaction $^{13}C(^{16}O, ^{17}O)^{12}C$ sont l'état fondamental et le premier niveau excité de ^{17}O, qui sont les deux seuls états à particule unique liés.

La section efficace différentielle ne présente pas de structure dans le cas du transfert d'un neutron. Dans le cas du transfert de deux neutrons elle présente de fortes oscillations, ce qui est en accord avec des mesures faites par GOLDRING et ses collaborateurs [1].

Le transfert ne peut pas être distingué expérimentalement de la diffusion élastique dans le cas des réactions $^{13}C(^{14}N, ^{13}C)^{14}N$ (transfert d'un proton) et $^{12}C(^{14}N, ^{12}C)^{14}N$ (transfert d'un deuton), mais on espère que les contributions respectives de la diffusion élastique et du transfert puissent tout de même être séparées par l'analyse théorique des résultats, comme il a été possible de le faire dans le cas de la réaction $^{13}C(^{12}C, ^{13}C)^{12}C$ (transfert d'un neutron) [2]. La structure oscillatoire mise en évidence par la mesure des répartitions angulaires montre à première vue l'existence d'une contribution du transfert.

Bibliographie

[1] G. GOLDRING, M. LOEBENSTEIN, I. PLESSER et M. SACHS, Contributions to the International Conference on Nuclear Structure, Tokyo 1967, p. 206.

[2] A. GOBBI, U. MATTER, J. L. PERRENOUD et P. MARMIER, *Elastische Streuung schwerer Ionen* (va paraitre dans Nuclear Physics).

Deuteron Disintegration in the Fields of Nuclei

von A. POLLITZER, W. WÖLFLI, J. LANG, R. MÜLLER and P. MARMIER
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

The breakup of a deuteron into a proton and a neutron through its interaction with a heavier nucleus can be ascribed to different reaction mechanisms. Contributions due to the influence of the Coulomb and nuclear fields of the target nucleus, as well as from sequential decay processes, can be studied by measuring the proton-neutron correlation, its dependence on the deuteron energy and its dependence on the mass and charge of the target nucleus.

Deuterons of 9 and 11 MeV were scattered on a Nickel foil. Breakup events were separated from two-body reactions by detecting both particles in coincidence, and were indicated by the multichannel analyser in a two-dimensional array. In one dimension, the proton energy, and in the other, the neutron flight time was displayed.

Regardless of the reaction mechanism, coincidences originating from the Ni(d, pn)Ni reaction lie on a curve in the two-dimensional plot which is uniquely determined by the kinematics of the reaction (Fig. 1, upper curve). The good ratio of real to background

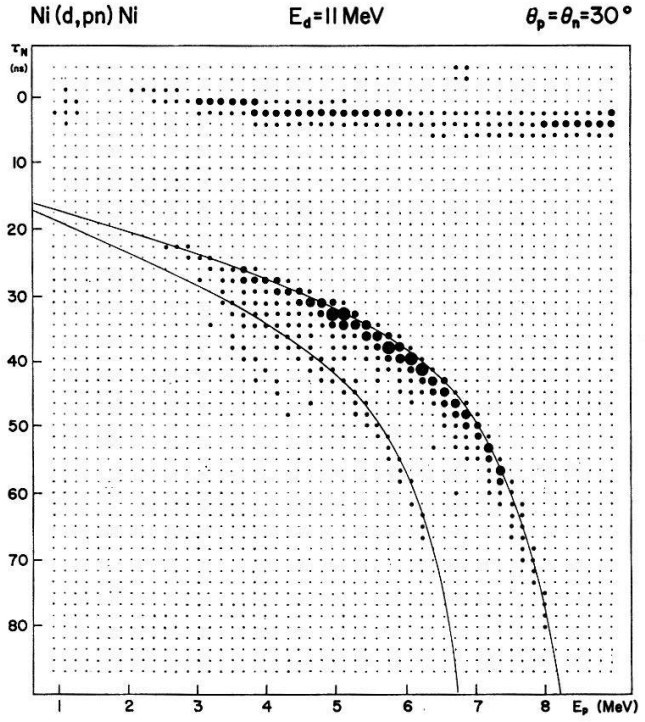


Figure 1

A two-dimensional plot of coincident events. The diameter of the points increases as a function of the intensity. Events from (d, $d'\gamma$) reactions are also present.

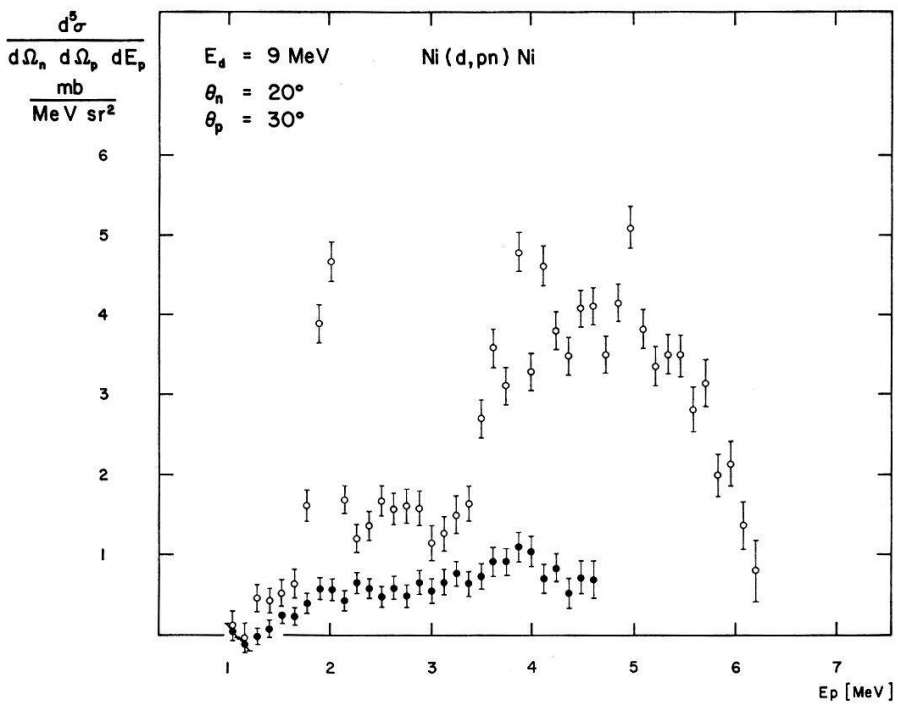


Figure 2

Differential cross sections for breakup leading to the ground states (○) and first-excited states (●) of the Ni isotopes.

and random coincidences made it possible to recognize events arising from breakup mechanisms which leave the target nuclei in an excited state. The lower curve in Figure 1 is calculated for the first-excited level of the ^{58}Ni-nucleus. Such excited final states were not reported in earlier work [1–3]. It is remarkable that the breakup reactions leading to the first-excited states of the Ni isotopes appear so strongly, i.e. about 20% of the ground state transitions. Figure 2 shows the differential breakup cross sections for processes leading to the ground state (open circles) and to the first-excited state (full circles) of the target nucleus. The apparatus cannot resolve the first-excited states of the different Ni-isotopes. Statistical errors are indicated by vertical bars; absolute values must be considered as preliminary. A continuous spectrum, arising mainly from breakup processes in the Coulomb and nuclear fields of the target nucleus is present along with a discrete structure of single lines. This structure probably arises from breakup mechanisms which proceed in two sequential stages. In the first step of the overall process a stripping reaction takes place, producing an unstable compound nucleus. After a certain time interval the second step occurs, in which the unstable nucleus decays by emitting the other breakup particle. From the angular and energy dependence of the measured discrete structures, it seems plausible to identify the first step of these processes with (d, n)-stripping reactions.

Theoretical and experimental investigations to examine the reported breakup mechanisms are under way.

References

[1] F. Udo, Thesis, University of Amsterdam (1964).
[2] O. F. Nemets, M. V. Sokolov and B. G. Struzhko, Soviet Phys. JNP *1*, 722 (1965); Soviet Phys. JNP *4*, 370 (1967).
[3] E. C. May, B. L. Cohen and T. M. O'Keefe, Phys. Rev. *164*, 1253 (1967).

Die T(d, n) ^{4}He-Reaktion mit polarisierten Deuteronen bei Energien oberhalb der 107 keV-Resonanz

von H. Grunder, R. Gleyvod, G. P. Lietz, G. Morgan, H. Rudin und A. Stricker
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Die Basler Quelle für polarisierte Deuteronen wurde mit einem Starkfeldionisator [1], dessen Magnetfeld parallel zur Atomstrahlrichtung liegt, ausgerüstet und auf der Hochspannungsseite des 1 MV-Kaskadengenerators montiert. Die ionenoptischen Probleme, die Strahlqualität sowie die Drehung der Quantisierungsachse relativ zum Strahl werden kurz besprochen. Die Polarisationsempfindlichkeiten der T(d, n)^{4}He-Reaktion bei 4 Energien (170 keV $\leqq E_d \leqq$ 980 keV) oberhalb der 107 keV-Resonanz wurde für 8 Winkel ($20° \leqq \vartheta_{\text{Lab}} \leqq 160°$) gemessen.

Alle drei voneinander unabhängigen Empfindlichkeiten [2] auf Tensorpolarisation $D_{33}(\vartheta)$, $D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)$ und $D_{13}(\vartheta)$ hängen ausser vom Winkel auch von der Energie ab.

Literatur

[1] E. H. Collins and H. F. Glavish, Nucl. Instr. and Meth. *30*, 245 (1964).
[2] G. Michel, R. E. Benenson, H. Bürgisser, P. Huber, W. A. Schier und H. R. Striebel, Helv. phys. Acta *39*, 267 (1966).

Echange de charges d'ions H^+ de faible énergie dans des vapeurs de métaux alcalins

par P. A. Schmelzbach, W. Grüebler, V. König et P. Marmier
(Laboratoire de Physique Nucléaire de l'EPF, Zurich)

L'évolution d'un faisceau d'ions H^+ traversant des vapeurs de métaux alcalins a été étudiée dans un domaine d'énergies s'étendant de 1,5 à 22 keV. La mesure de la variation des composants chargés du faisceau en fonction de la température de la cible gazeuse permet de déterminer les sections efficaces de capture d'un électron σ_{10} et de capture de deux électrons σ_{1-1}, et de définir le domaine de production maximale d'ions H^-. Les résultats obtenus avec les vapeurs de potassium ont paru récemment dans H.P.A. *41*, 310.

$^{12}C(d, p)\,^{13}C$-Reaktion mit polarisierten Deuteronen

von R. Gleyvod, H. Grunder, G. P. Lietz, H. P. Nägele und R. Neff
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Die Empfindlichkeit der $^{12}C(d, p)^{13}C$-Reaktion auf Vektor- und Tensorpolarisation wurde mit polarisierten Deuteronen aus der Basler Quelle bei der 920 keV-Resonanz und bei 1020 keV gemessen. Die Protonen aus einem dünnen, trägerfreien Kohlenstofftarget wurden simultan mit acht Sperrschichtzählern registriert. Sowohl die drei voneinander unabhängigen Empfindlichkeiten auf Tensorpolarisation als auch die Vektorempfindlichkeit erreichen Werte, die in der Grössenordnung der theoretischen Grenzen liegen.

$D(d, p)\,^3H$-Reaktion mit polarisierten Deuteronen unterhalb 500 keV

von K. Jeltsch, A. Janett und H. R. Striebel
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Erscheint demnächst in Helv. phys. Acta.

Mesure du paramètre β dans la désintégration $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$

par Groupe CERN-Genève-Lund

La désintégration peut être décrite par les trois paramètres α, β et γ qui sont fonction des composantes de polarisation du proton. Si l'on a invariance par rapport

au renversement du temps, β doit disparaître en l'absence d'interactions finales. On a mesuré β par la diffusion du proton dans une chambre à étincelles composé de plaques de graphite. On a obtenu un résultat qui est compatible avec des expériences précédentes et avec la valeur déterminée par les déphasages pion-nucléon. Il n'y a donc pas d'évidence que T soit violé.

$\pi + p \rightarrow \Lambda + \overline{\Lambda} + n$ bei 7 und 12 GeV/c

von G. Brautti[1]) und A. Michelini (CERN, Genf),
W. Beusch, W. E. Fischer, M. Pepin und E. Polgar (ETH, Zürich) und
P. Astbury, D. Websdale und C. H. West[2]) (Imperial College, London)

Mit Hilfe der Magnet-Funkenkammer haben wir etwa 100 Ereignisse des Prozesses $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + \overline{\Lambda} + n$ beobachtet. In der Analyse lassen sich die $\Lambda\overline{\Lambda}$ von den viel häufigeren $K^0\overline{K}^0$ eindeutig trennen. Innerhalb der statistischen Genauigkeit stellen wir keine Resonanzen im $(\Lambda\overline{\Lambda})$-System fest, dagegen die Andeutung einer Resonanz im $(n\overline{\Lambda})$-System. Bei 12 GeV/c beobachten wir die periphere Produktion von $\Lambda\overline{\Lambda}$ und von $n\overline{\Lambda}$, die beide durch Mesonaustausch erklärt werden können; periphere Produktion von $n\Lambda$, bei der zwei Baryonen ausgetauscht werden müssten, wird nicht beobachtet.

---

[1]) Università di Bari, Bari.
[2]) University of Pennsylvania, Philadelphia.

Diagramme de Dalitz de la désintégration $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Groupe CERN-ETH-Saclay
A. M. Cnops[1]), G. Finocchiaro[2]) et P. Mittner (CERN, Genève)
J. P. Dufey, B. Gobbi[3]) et M. A. Pouchon (ETH, Zurich)
A. Muller (D. Ph. P. E., Saclay)

La distribution de population du diagramme de Dalitz de 7170 désintégrations $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ a été corrigée pour les effets d'efficacité de détection. L'ajustement d'un élément de matrice linéaire en T^0 (T^0: énergie cinétique du π^0) $M \simeq 1 + \alpha\,(3\,T^0/Q - 1)$ donne $\alpha = -\,0{,}55 \pm 0{,}02$. Les donnés sont compatibles avec la conservation de C, les termes d'interférence des amplitudes violant C dans les voies $\Delta I = 1$ et $\Delta I = 2$ sont respectivement $\delta = 0{,}00 \pm 0{,}02$ et $\delta = 0{,}006 \pm 0{,}013$, l'amplitude $\Delta I = 1$ étant normalisée à 1.

---

[1]) Brookhaven National Laboratory, Upton, New York.
[2]) Stony Brook State University, Stony Brook, New York.
[3]) University of Rochester, Rochester, New York.

Elément de matrice de la désintégration $\eta \to \pi^+ \pi^- \gamma$

Groupe CERN-ETH-Saclay

Un échantillon de 1088 désintégrations $\eta \to \pi^+ \pi^- \gamma$ a été étudié dans le but d'obtenir l'élément de matrice régissant cettre transition. L'échantillon a été purifié par soustraction de la contamination provenant des désintégrations $\eta \to \pi^+ \pi^- \pi^0$ et corrigé pour rendre compte des effets d'efficacité de détection. La distribution de $\cdot \cos\vartheta \cdot$ (ϑ est l'angle entre la ligne de vol du γ et celle d'un des pions, ceci dans le système de centre de masse des $\pi^+ \pi^-$) indique que les deux pions sont émis dans un état de moment angulaire $J = 1$. La distribution d'énergie du γ est en accord avec les modèles de dominance du ϱ dans l'état final des deux pions.

A paru récemment dans Physics Letters *26B*, 398 (1968).

Etude de la désintégration $X^0 \to \pi^+ \pi^- \eta$

Groupe CERN-ETH-Saclay

Cette étude porte sur environ 430 X^0 produits dans la réaction $\pi^- + p \to X^0 + n$. La distribution des événements dans le diagramme de Dalitz est compatible avec celle qui est obtenue pour les X^0 produits en $K^- + p \to X^0 + \Lambda$. Ceci indique que l'on observe la même particule, avec toutefois une statistique plus élevée. L'analyse de l'élément de matrice de cette transition est en cours. Elle indique que l'élément de matrice le plus simple correspondant aux nombres quantiques $I^G J^P = 0^+0^-$ du X^0 et qui est une constante, ne suffit pas à rendre compte du comportement expérimental. Il est donc nécessaire d'introduire des termes d'ordre supérieur.

Interactions proton-noyau à 3 GeV/c dans l'émulsion nucléaire

par M. Bogdanski, E. Jeannet et C. Metzger
(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

Une publication est en préparation et sera soumise prochainement à la Rédaction de Helv. phys. Acta.

Interactions antiproton-noyau à 3 GeV/c dans l'émulsion nucléaire

par C. Metzger, M. Bogdanski et E. Jeannet
(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

Un article est en préparation.

Méthode de test pour chambres à étincelles, utilisant des sources radioactives[1])

par D. Maeder

(Laboratoire de Physique Nucléaire Expérimentale de l'Université de Genève)

La mise au point des chambres à étincelles avec lecture par magnétostriction se fait couramment au moyen des rayons cosmiques comme source de particules. Cependant, leur faible intensité exclut une étude détaillée des signaux en fonction de la position des étincelles sur la surface sensible.

En utilisant des sources radioactives, on peut provoquer des étincelles bien localisées près de la trajectoire liant la source au détecteur. Le dernier sert à appliquer la H.T. à la chambre immédiatement après le passage d'une particule, de sorte qu'on obtient une étincelle pratiquement à chaque déclenchement. On évite des étincelles parasites au moyen d'un champ électrique continu, dit «de nettoyage».

Il est pourtant difficile d'étudier, par ce procédé, le comportement d'une chambre pour la mesure d'évènements multiples, car deux ou plusieurs sources individuelles réparties sur une chambre donneraient normalement trop peu de coincidences fortuites pour produire des étincelles «simultanées». Sous les conditions de fonctionnement habituelles, l'intervalle de sensibilité est assez court, $\tau \lesssim 1\ \mu s$.

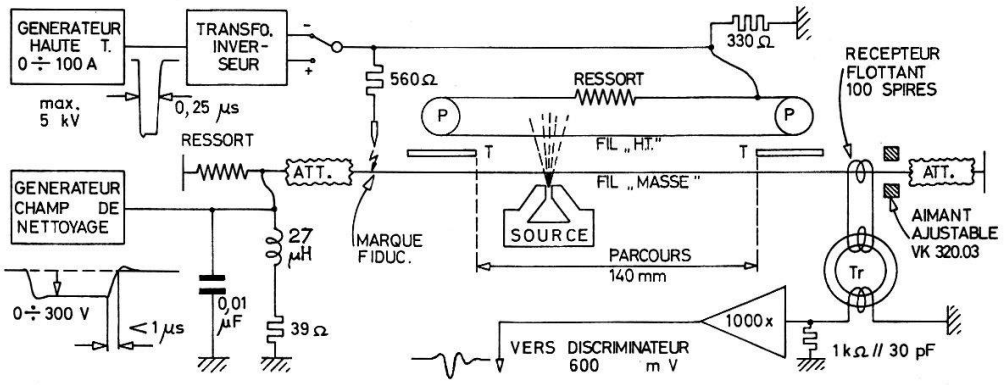


Figure 1

Dispositif expérimental.

P = Plexiglas, T = Teflon, Tr = Transformateur 1:1.

Pour les tests d'un nouveau système de chambre à fils, conçu particulièrement pour résoudre, dans un seul plan déjà, les ambiguités des multiples traces [1], nous envisageons le déclenchement d'étincelles simultanées aux positions de plusieurs sources radioactives, et ceci sans utiliser des détecteurs de particules. A cette fin, nous avons tâché de:

[1]) Projet 230, subventionné par la Commission pour l'Encouragement de la Recherche Scientifique, Berne.

- compenser le manque de synchronisation, par des sources assez intenses (20 mC de Po^{210}) et bien canalisées (diaphragme de 1 mm de ϕ);
- rallonger τ en éliminant le champ de nettoyage pendant certaines périodes $T_{\text{ionisation}}$ (de quelques μs), suivies immédiatement par l'impulsion H.T.;
- éliminer les parasites par un champ de nettoyage très intense ($>$ 100 V/cm) pendant T_{nett} ($\lesssim$ 100 μs) qui précède T_{ion}.

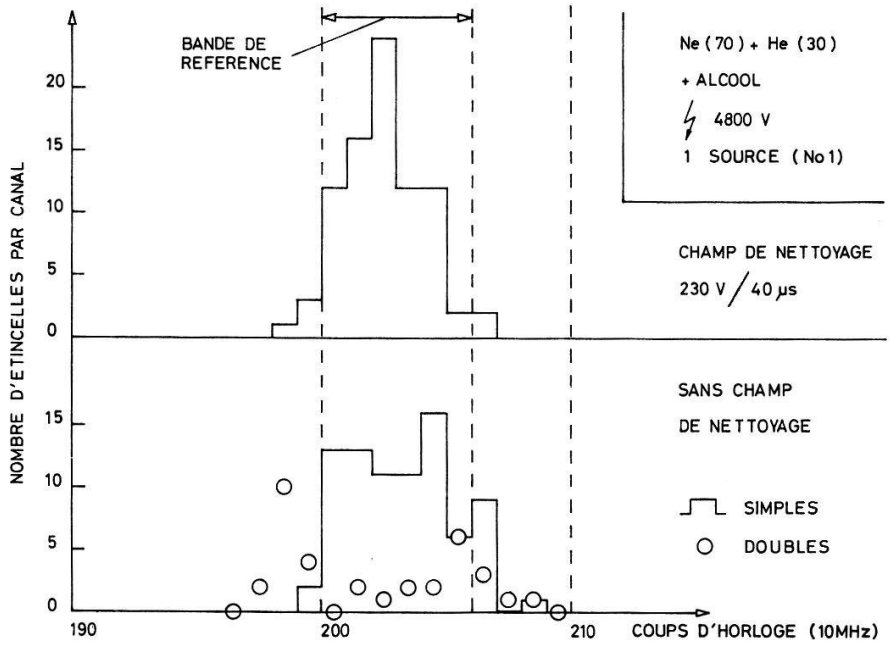


Figure 2

Répartitions typiques des étincelles produites par une seule source.

Bande de référence: 6 coups d'horloge $\sim$ 3 mm $\approx$ largeur du faisceau de particules (10^5 α/sec). 110 déclenchements avec, 100 déclenchements sans champ de nettoyage.

Le dispositif expérimental (Fig. 1) permet de placer plusieurs sources le long d'une paire de fils parallèles (distance 8 mm, Vacoflux 1/2 dur, 0,05 mm $\varnothing$). Pour la mesure de la position des étincelles, les coups d'une horloge de 10 MHz (1 période $\sim$ 0,5 mm sur le fil) sont comptés dans un système de 4 échelles et enregistrés, soit sur imprimante, soit sur bande perforée. Sous de bonnes conditions (Fig. 2), la sensibilité atteint des valeurs de l'ordre 80%, et la grande majorité des étincelles est contenue dans une région de 3 mm. Sans champ de nettoyage, il se produit souvent des paires d'étincelles dont la répartition est plus étalée (Fig. 2: «doubles»). En utilisant *deux* sources, nous avons pu obtenir des étincelles «simultanées» aux endroits correspondants, avec des probabilités allant jusqu'à 20%. Des résultats plus complets seront publiés ultérieurement.

Bibliographie

[1] D. Maeder, Arch. Sci. *18*, 220 (1965); Helv. phys. Acta *38*, 343 (1965); Internat. Conf. on Instrumentation for High Energy Physics, Stanford Linear Accelerator Center, Sept. 9–10, 1966 (paper IA-7).

Allgemeine und angewandte Physik

Structure hyperfine et croisements de niveaux en spectroscopie atomique

par M. Droz et E. Geneux
(Institut de Physique Expérimentale, Université Genève)

La mise en évidence de transitions dipolaires magnétiques induites par un champ magnétique statique entre sous-niveaux Zeeman dégénérés en énergie [1] permet de réaliser une spectroscopie des structures hyperfines utilisant exclusivement des champs magnétiques statiques, même lorsqu'une excitation cohérente des niveaux se croisant n'est plus possible [2]. Le champ principal H_0 réalise le croisement de niveaux; un champ magnétique H_1 perpendiculaire de l'ordre de 1 à 10 gauss induit des transitions. Le cas des niveaux $n\,d^9\,(n+1)\,s^2$ des ions Zn ($n = 3$), Cd ($n = 4$) est intéressant car il n'y a pas d'interaction de contact de Fermi avec le noyau. La durée de vie de ces états est de l'ordre de 10^{-6} sec; ceci est dû au fait que leur désexcitation se produit par un saut à 2 électrons $n\,d^9\,(n+1)\,s^2$ à $n\,d^{10}\,(n+1)\,p$. Cette largeur naturelle de l'ordre de 100 m gauss permet un repérage d'une grande précision relative, les champs donnant les croisements étant de l'ordre de 1000–3000 gauss (calculés à partir de la structure fine). En champ magnétique nul, l'interaction quadrupolaire déplace les niveaux hyperfins F ($F = I + J$) les uns par rapport aux autres; en présence d'un champ magnétique, ce sont les croisements de niveaux qui subiront ce déplacement.

Une analyse numérique effectuée sur le cas du Zn^{67} ($I = 5/2$) montre un déplacement de l'ordre de 3 à 4% (30–120 gauss). Les croisements A ($F = 4$, $m_F = -4$, $F = 3$, $m_F = -2$) et B ($F = 3$, $m_F = -3$, $F = 2$, $m_F = -1$) montrent un déplacement inverse dû à l'interaction quadrupolaire.

La perturbation du rapport H_A/H_B dû à l'interaction quadrupolaire permet de déterminer cette dernière.

Les transitions $\Delta m = 2$ envisagées ici font intervenir des transitions virtuelles provoquant un déplacement de croisement de niveaux; on peut l'évaluer à $1{,}5 \cdot 10^{-4}$. La valeur exacte du croisement sera donc obtenue par extrapolation vers $H_1 = 0$. Le cas des isotopes Cd^{111} et Cd^{113} ($I = 1/2$) permet d'envisager une mesure de la polarisation des couches électriques internes par ce trou d. Le rapport des intervalles hyperfins des 2 états $^2D_{3/2}$ et $^2D_{5/2}$ ne suivant pas la loi de Goudsmit:

$$\frac{A\,(J = L+1/2)}{A\,(J = L-1/2)} = \frac{L+3/2}{L-1/2}.$$

Bibliographie

[1] E. Geneux, Phys. Lett. *24A*, 295–296 (1967).
[2] F. D. Colegrove, P. A. Franken, R. R. Lewis, R. H. Sands, Phys. Rev. Lett. *3*, 420 (1959).

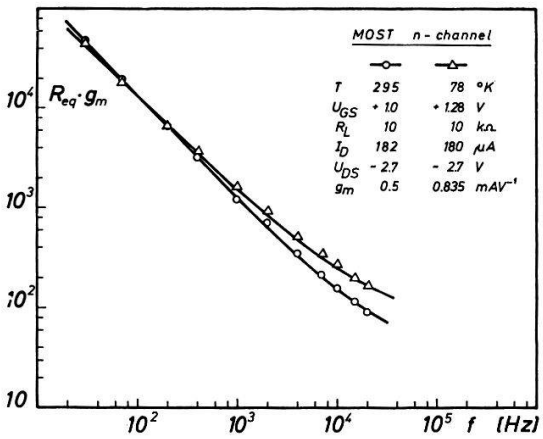
1/*f*-Rauschen von MOS-Transistoren

von F. Leuenberger
(Centre Electronique Horloger S.A., Neuchâtel)

Wegen der Dominanz der Oberflächeneffekte über die Volumeneffekte ist der MOS-Transistor besonders geeignet zur Untersuchung des 1/*f*-Rauschens von Siliziumbauelementen. Verschiedene Autoren [1, 2] haben gezeigt, dass ein enger Zusammenhang zwischen 1/*f*-Rauschen und Grenzflächentermdichten besteht. Dotierung des Siliziums mit Gold hat bekannterweise das Auftreten von zwei diskreten Rekombinationsniveaus zur Folge. Bei genügender Konzentration des Goldes im Silizium entsteht ein Erzeugungs-Rekombinationsrauschen, welches das 1/*f*-Rauschen mehr oder weniger zudeckt [3]. Ganz analoge Verhältnisse ergeben sich beim Junction-Feldeffekttransistor [4].

Im Rahmen dieser Mitteilung werden wir über einige Ergebnisse von Rauschmessungen an *n*-Kanal-MOS-Transistoren im Tonfrequenzbereich berichten.

In Figur 1 vergleichen wir die Rauschspektren eines *n*-Kanal-Transistors bei 295 °K und 78 °K. Die sehr schwache Temperaturabhängigkeit steht im Widerspruch zu jenen Theorien, die das 1/*f*-Rauschen durch Modulation des Oberflächenpotentials, hervorgerufen durch an der Oberfläche diffundierende Ionen, zu erklären suchen. Die schwache Temperaturabhängigkeit bedeutet indessen nicht notwendigerweise Unabhängigkeit des Rauschens vom Wert des Oberflächenpotentials, da, um den Drainstrom konstant zu halten, gleichzeitig mit der Temperaturerniedrigung auch die Spannung an der Feldelektrode erhöht wurde.



Figur 1

Rauschspektren eines *n*-Kanal-MOS-Transistors bei 295 °K und 78 °K.

In Figur 2 haben wir bei 295 °K, 344 °K und 78 °K gemessene Rauschspektren eines mit Gold dotierten *n*-Kanal-MOS-Transistors dargestellt. Das bei Raumtemperatur gemessene Spektrum ist typisch für die Existenz eines diskreten Rekombinationsniveaus.

Die spektrale Dichte $S(\omega)$ verläuft entsprechend der Beziehung

$$S \propto \frac{\tau}{1+(\omega\,\tau)^2}\,. \tag{1}$$

Unterhalb einer durch den Schnittpunkt der beiden Asymptoten angedeuteten Übergangsfrequenz f_T verläuft das Spektrum annähernd frequenzunabhängig. Für Frequenzen höher als f_T ist eine Tendenz zu einem $1/f^2$-Spektrum hin feststellbar. Dass nicht exakt ein $1/f^2$-Verlauf beobachtet wird, hängt mit dem gleichzeitig vorhandenen $1/f$-Untergrund zusammen. Aus der gemessenen Übergangsfrequenz $f_T = 280$ Hz folgt eine Zeitkonstante $\tau_T = 0.57 \cdot 10^{-3}$ sec.

Die Emissionszeitkonstante des Goldakzeptorniveaus ist

$$\tau_T = [n_i\, V_{th}\, (\sigma_p + \sigma_n)]^{-1}\,. \tag{2}$$

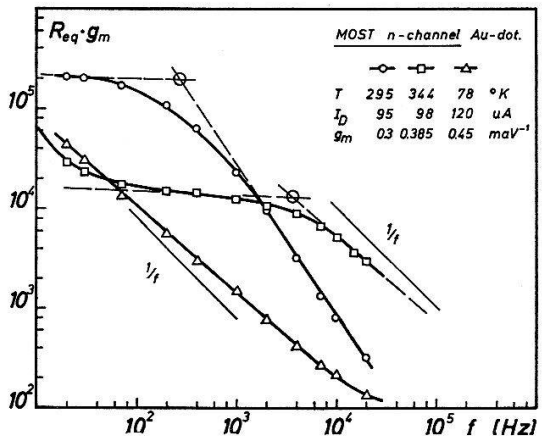
Wegen $\sigma_n \ll \sigma_p$ folgt daraus

$$\sigma_p = (V_{th}\, n_i\, \tau_T)^{-1}$$

und mit den numerischen Werten $V_{th} = 10^7$ cm sec^{-1} und $n_i = 1{,}5 \cdot 10^{10}$ cm^{-3} ergibt sich der folgende Wert für den Wirkungsquerschnitt σ_p:

$$\sigma_p = 1{,}17 \cdot 10^{-14}\ \mathrm{cm}^2\,.$$

Fairfield und Gokhale [5] finden durch Vergleich des Abklingens der Photoleitfähigkeit bei niedriger Trägerkonzentration mit einem theoretischen Ausdruck, der von einer nichtstationären Lösung des Rekombinationsproblems hergeleitet wurde, für σ_p den Wert $1{,}15 \cdot 10^{-14}$ cm^2.



Figur 2

Rauschspektren eines golddotierten n-Kanal-MOS-Transistors bei 295 °K, 344 °K und 78 °K.

Erhöhung der Temperatur ergibt nach Gleichung (2) eine Erniedrigung von τ_T. Eine Zunahme von f_T wird tatsächlich beobachtet, doch ist die Übereinstimmung nur qualitativ.

Als Folge der durch die Temperaturabhängigkeit bedingten Besetzungswahrscheinlichkeit der Goldniveaus verschwindet das Rekombinationsrauschen bei 78 °K. Der spektrale Verlauf entspricht nahezu dem des nicht golddotierten MOS-Transistors bei 295 °K.

Die bei 295 °K und 78 °K gemessenen Dichten der Grenzflächenterme des golddotierten MOS-Transistors betragen $4{,}8 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} und $0{,}65 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}. Das Verhältnis dieser Werte stimmt qualitativ mit den Ergebnissen der Rauschmessungen überein.

Den Herren P. Brander und D. Doviane möchte ich für technische Mitarbeit bestens danken.

Literatur

[1] C. T. Sah und F. H. Hielscher, Phys. Rev. Lett. *17*, 956 (1966).
[2] G. Abowitz, E. Arnold und E. A. Leventhal, IEEE Trans. Electron Devices *14*, 775 (1967).
[3] Shu-Yau Wu, Solid St. Electron. *11*, 25 (1968).
[4] P. O. Lauritzen, Solid St. Electron. *8*, 41 (1965).
[5] J. M. Fairfield und B. V. Gokhale, Solid St. Electron. *8*, 685 (1965).