

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 46 (1973)
Heft: 4

Vereinsnachrichten: Rapport de la session de printemps de la Société Suisse de Physique à Neuchâtel, les 4 et 5 mai 1973
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: 20.02.2026

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

Rapport de la Session de printemps de la Société Suisse de Physique à Neuchâtel, les 4 et 5 mai 1973

Président: Prof. E. HEER, Université de Genève
Vice-Président: Prof. J. L. OLSEN, ETH Zürich
Secrétaire: Prof. M. GUENIN, Université de Genève
Membres du bureau: Prof. W. BAUMGARTNER, ETH Zürich
Prof. K. A. MÜLLER, IBM Rüschlikon

Partie Administrative

1. Membres

Les membres ordinaires suivants ont été reçus au sein de notre Société: F. ACKER (Lausanne), A. BALDERESCHI (Lausanne), F. BAUDRAZ (Lausanne), R. BECK (Zürich), J. BEINER (Neuchâtel), P. BENOIT (Boudry), D. BERGER (Lausanne), D. BOVET (Neuchâtel), E. BOVET (Neuchâtel), R. W. BRUSA (Davos), H. BURKARD (Zürich), F. CASADEI (Basel), P. CHRIST (Muri), M. ECABERT (Neuchâtel), J. EGGER (Genève), J. F. GERMOND (Neuchâtel), C. GOTTLIEB (Zürich), P. A. GRANDCHAMP (Arlesheim), R. GRIESSEN (Zürich), Ch. GRUBER (Lausanne), O. GUIBAN (Genève), H. HEDIGER (Fribourg), H. HEER (Würenlingen), LE HUY HOANG (Lausanne), P. VON HOYNINGEN (Zürich), A. ISORE (Lausanne), H. J. KELLER (Bern), R. KESSI (Neuchâtel), P. KOCIAN (Lausanne), H. K. KOEBNER (München), H. KRUGMANN (Zürich), A. KUNZ (Lausanne), E. LAMBERT (Neuchâtel), J. LAPLACE (Genève), G. MEIER (Würenlingen), G. MEYER (Birmenstorf), R. MONNIER (Neuchâtel), K. MÜLLER (Zürich), THE HUNG NGUYEN (Lausanne), W. PEIER (Zürich), J. P. PELLAUX (Neuchâtel), J. PIFFARETTI (Neuchâtel), J. J. PILLOUD (Neuchâtel), F. PINI (Lausanne), H. W. REIST (Bern), R. SALATHE (Bern), S. SARBACH (Rüschlikon), M. SIEGRIST (Zürich), Ch. SCHMID (Zürich), P. A. SCHNEGG (Neuchâtel), B. SCHWEIZER (Lausanne), P. STADELMANN (Lausanne), K. R. STEINER (Zürich), W. THONI (Birmensdorf), V. S. TOMAR (Zürich), J. VITINS (Zürich), C. VOUMARD (Bern), V. VUILLEMIN (Lausanne), F. X. YENTIT (Genève), M. ZIEGLER (Zürich), H. ZIMMERMANN (Zürich).

Comme membre collectif à été reçu: HASLER AG (Bern).

Actuellement, la Société se compose de 994 membres individuels, de 8 membres collectifs, de 13 bibliothèques et de 14 membres qui sont exempts de cotisations.

2. Séance administrative

Voici les résultats de l'élection organisée par l'assemblée générale lors de la Session de Printemps 1973 à Neuchâtel:

- Président: Prof. J. L. OLSEN (Zürich) élu pour 2 ans.
- Vice-Président: Mlle Prof. Verena MEYER (Zürich) élu pour 2 ans.

- Secrétaire: Prof. M. GUENIN (Genève) réélu pour 2 ans.
- Représentant SSP au Conseil de l'EPS: Mlle Prof. Verena MEYER (Zürich) élu pour 3 ans.

3. Prochaine Session

La Session d'Automne 1973 de la SSP aura lieu les 19 et 20 octobre 73 à Lugano.

Physique de la Matière Condensée

Metalle-Mechanische Eigenschaften

Propriétés élastiques de quelques métaux de transition sous pression hydrostatique à différentes températures

H. LÊ HUY, C. WEINMANN et S. STEINEMANN

(Institut de physique expérimentale de l'Université de Lausanne)

La mesure des modules élastiques du deuxième ordre en fonction de la température et sous pression hydrostatique permet d'obtenir séparément la variation intrinsèque due à la température, le volume étant maintenu constant, et la variation due au changement de volume (dilatation thermique).

Les mesures ont été effectuées entre 200 et 425°K et jusqu'à 7000 kg/cm². Nous présentons les résultats obtenus pour le Pd, Mo, Nb et V.

Influence de la structure de bande électronique sur les propriétés élastiques du palladium

C. WEINMANN et S. STEINEMANN

(Institut de physique expérimentale de l'Université de Lausanne)

Les modules élastiques du Pd présentent un comportement anormal en fonction de la température qui est attribué à une contribution d'énergie de bande. Les mesures des modules élastiques effectuées à volume constant et au-dessus de la température de Debye permettent d'isoler ces effets de bande et montrent qu'ils contribuent aussi au module de compression. Nous discutons des contributions en relation avec la structure de bande et analysons les corrélations entre la susceptibilité magnétique et les modules élastiques à partir d'un modèle de potentiel de déformation [1].

Références

- [1] O. FISCHER, M. PETER et S. STEINEMANN, *Helv. Phys. Acta* **42**, 459 (1969).

Etude par ultrasons du frottement intérieur dans l'aluminium faiblement écroui¹⁾

par K. AKUNE, M. MONDINO²⁾ et B. VITTOZ

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

1. Introduction

L'atténuation des ondes ultra-sonores est un moyen très efficace pour étudier l'interaction dislocation-défaut ponctuel, la restauration du réseau des dislocations, etc. Ainsi, nous avons effectué ce travail pour mieux comprendre l'évolution du réseau de dislocations dans l'aluminium, au cours de recuits isochrones.

Des monocristaux d'aluminium cylindriques ($\Phi \sim 10$ mm, $h \sim 15$ mm) orientés $\langle 111 \rangle$ et de pureté 99,999% (5 N) ont été écrouis par compression de 0,03% à température ambiante. Après chaque recuit de 1 heure à des températures croissantes, le frottement intérieur a été déterminé par observation de l'atténuation des ondes ultra-sonores dans la gamme de fréquence 5–330 MHz.

2. Resultats Experimentaux

Sur la Figure 1, nous avons reporté, en fonction de la fréquence de mesure, le frottement intérieur d'un échantillon recuit sous vide 4 heures à 500°C et celui du même échantillon après écrouissage.

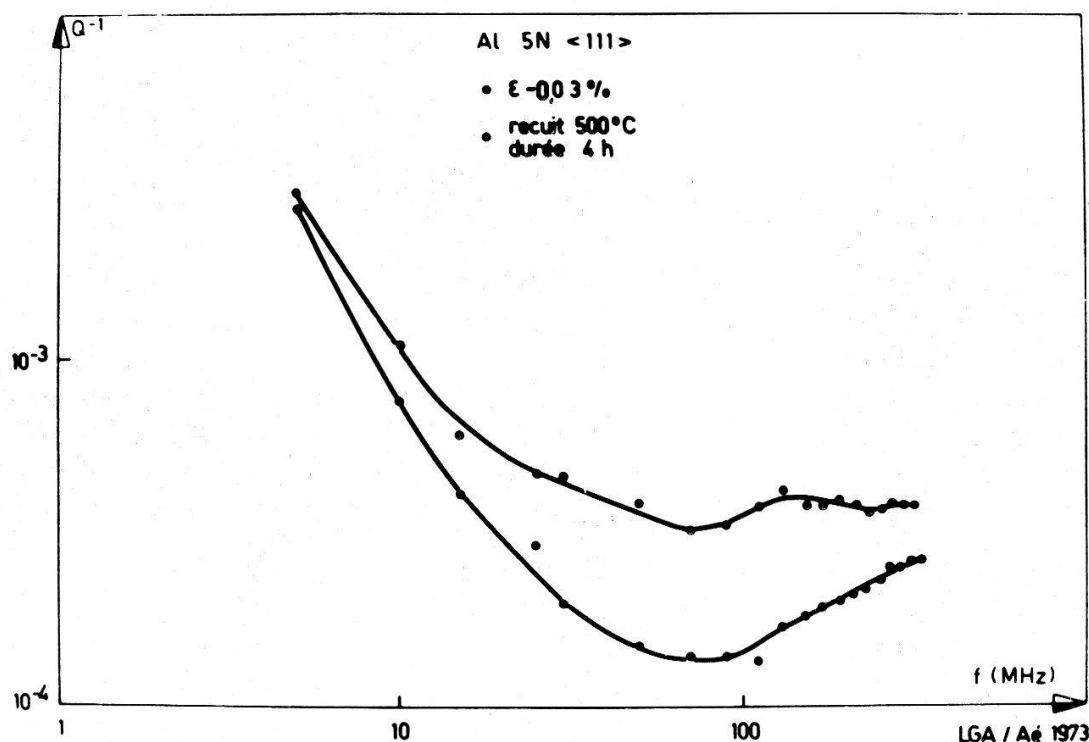


Figure 1

Frottement intérieur d'un échantillon d'aluminium 5 N recuit 4 heures à 500°C, avant (courbe inférieure) et après (courbe supérieure) écrouissage, en fonction de la fréquence de mesure.

¹⁾ Recherche partiellement subventionnée par le Fonds National Suisse, subside no. 2.776.72.

²⁾ Centro Atomico Bariloche. Comision Nacional de Energia Atomica-San Carlos de Bariloche, Argentina. Actuellement professeur invité à l'EPFL.

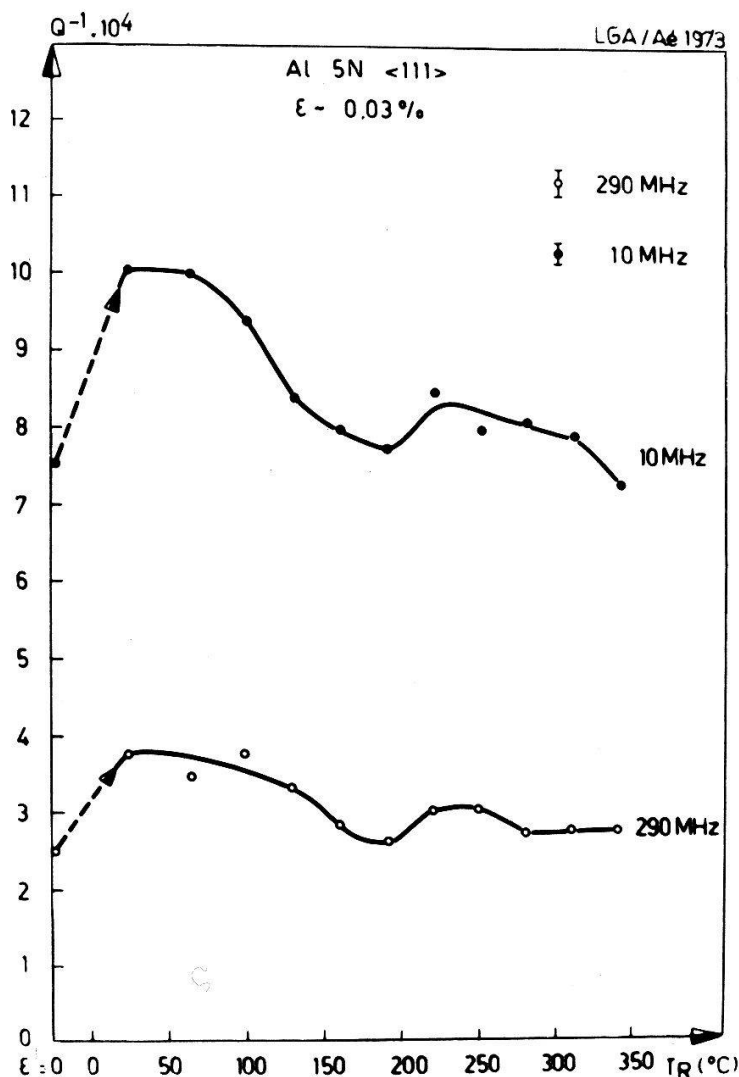


Figure 2

Frottement intérieur en fonction de la température de recuit, à deux fréquences différentes.

La Figure 2 montre le frottement intérieur au cours des recuits isochrones pour deux fréquences de mesures. Il diminue continuellement à basses températures de recuit, puis augmente légèrement vers 220°C. A 340°C, il reprend la valeur initiale.

En considérant comme fond le frottement intérieur de l'échantillon bien recuit et non écroui, nous l'avons soustrait du frottement intérieur observé après chaque recuit. Ces résultats sont analysés au moyen de la théorie de Granato-Lücke [1].

Selon celle-ci, le décrément logarithmique Δ est donné par :

$$\Delta = \Omega \Delta_0 A L^2 \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (1)$$

où $\Delta_0 = \frac{8Gb^2}{\pi^3 C}$

Ω = facteur d'orientation

L = longueur moyenne des dislocations

A = densité des dislocations

G = module de glissement

b = vecteur de Burgers

C = tension de ligne d'une dislocation.

Δ possède un maximum Δ_m à la fréquence de résonance ω_m :

$$\Delta_m = \frac{1}{2} \Omega \Delta_0 A L^2 \quad (2)$$

$$\omega_m = \frac{1}{\tau} = \frac{\pi^2 C}{B L^2} \quad (3)$$

B = facteur d'amortissement.

Ici la distribution de Dirac δ est utilisée pour la longueur des dislocations. En revanche, si la distribution exponentielle

$$N(l) dl = \frac{A}{L^2} \exp\left(-\frac{l}{L}\right) dl \quad (4)$$

est utilisée, le décrément est donné par l'intégration

$$\Delta = \int_0^{\infty} \Delta(l) N(l) dl \quad (5)$$

Cette intégration possède également un maximum Δ_m pour la fréquence ω_m :

$$\Delta_m = 2,2 \Delta_0 A L^2 \quad (6)$$

$$\omega_m = 0,084 \frac{\pi^2 C}{B L^2} \quad (7)$$

Dans ce travail, nous avons utilisé le frottement intérieur Q^{-1} au lieu du décrément Δ . Ils sont liés par la relation suivante:

$$Q^{-1} = \frac{\Delta}{\pi} \quad (8)$$

La Figure 3 montre le frottement intérieur – fond soustrait – à température ambiante en fonction de la fréquence de mesure. Les points expérimentaux sont assez dispersés et ils sont ajustés aussi bien par la courbe continue que par celle pointillée. Toutes deux sont calculées à partir des équations (4) et (5), basées sur une distribution exponentielle de la longueur des dislocations. On constate donc une imprécision de 30 MHz sur la fréquence de résonance et de 10^{-3} sur le frottement intérieur maximal.

La Figure 4 montre le comportement du même échantillon, mais ayant subi des recuits isochrones jusqu'à 130°C. Ici les points expérimentaux sont mieux ajustés par la courbe correspondant à la distribution de Dirac δ que par celle correspondant à la distribution exponentielle. En fait, cette dernière est trop large pour ajuster les points expérimentaux. Il en est de même pour les résultats à température de recuit plus hautes que 130°C.

La Figure 5 montre l'évolution de A et L au cours des recuits. Ces deux grandeurs sont calculées à partir des formules (6) et (7) (distribution exponentielle) pour les températures de recuit plus basses que 100°C, et des formules (2) et (3) (distribution de Dirac δ) pour les températures de recuit plus hautes que 130°C.

Nous avons aussi mesuré (Fig. 6), en fonction de la température de recuit, la variation de la vitesse du son d'un échantillon écroui de 0,03%. La mesure a été effectuée par la méthode de Papadakis [2]. La variation maximale est de l'ordre de 0,01%.

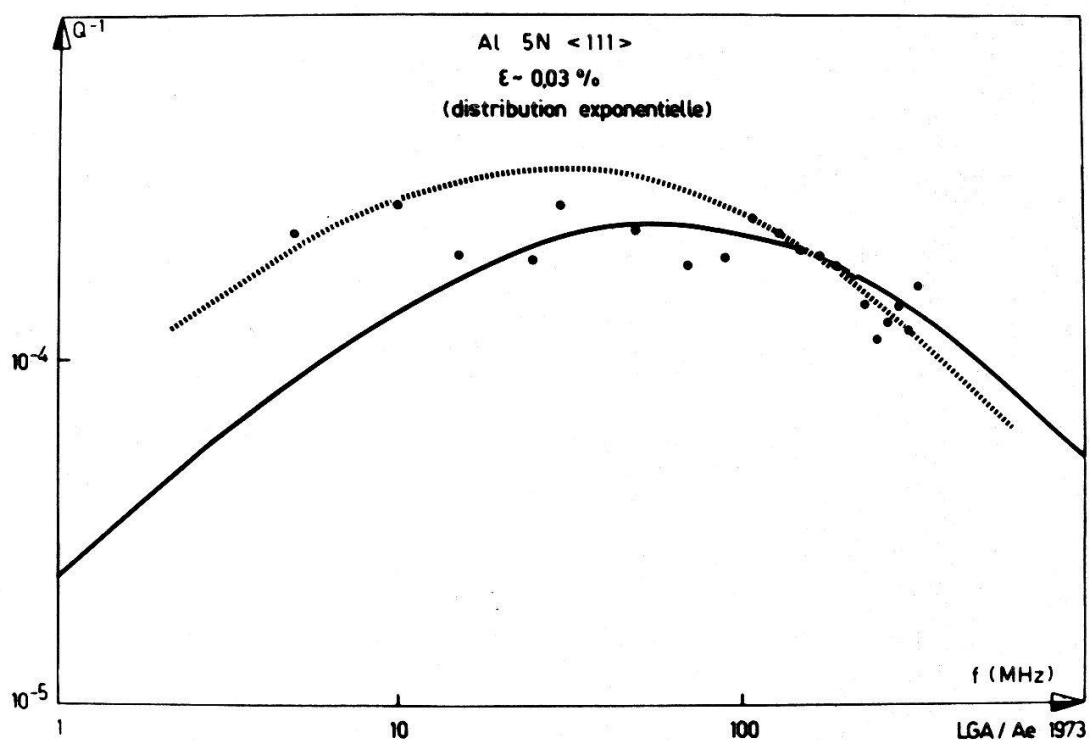


Figure 3

Variation du frottement intérieur – fond soustrait – en fonction de la fréquence de mesure, échantillon échroui sans recuits isochrones.

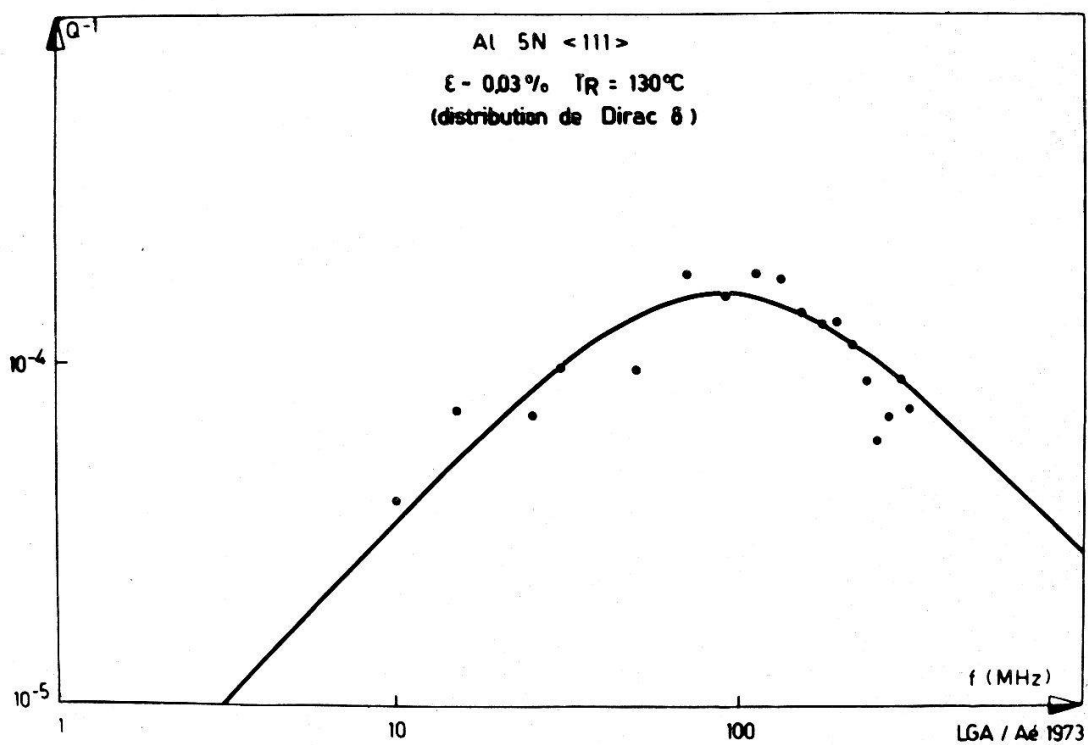


Figure 4

Même échantillon que celui de la Figure 3, mais avec recuits isochrones jusqu' à $T_R = 130^\circ\text{C}$.

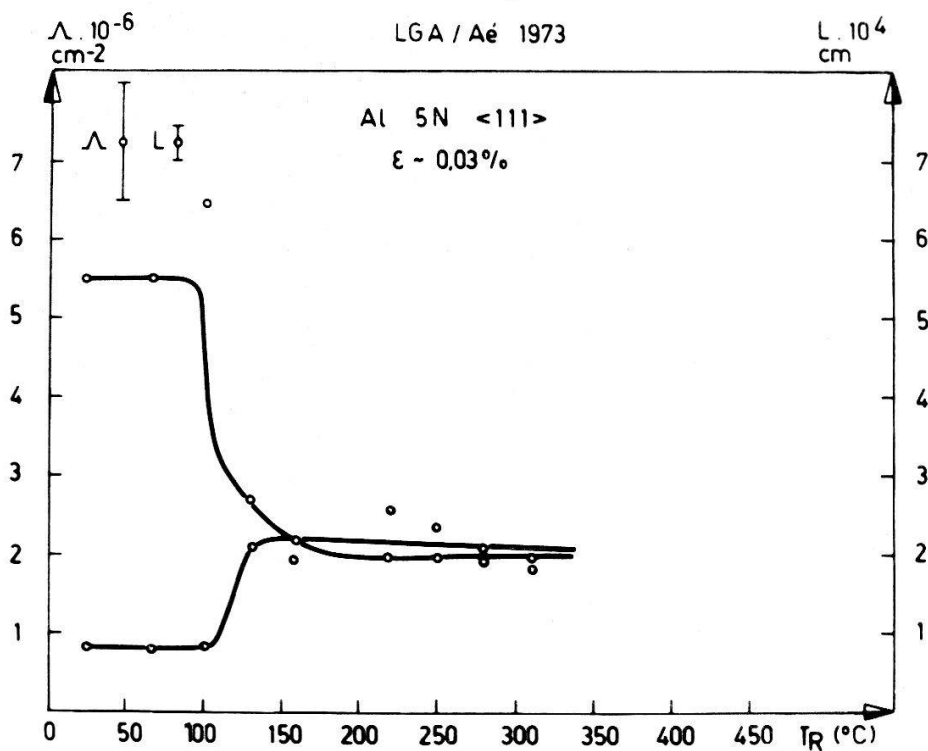


Figure 5

Longueur moyenne et densité des dislocations en fonction de la température de recuit.

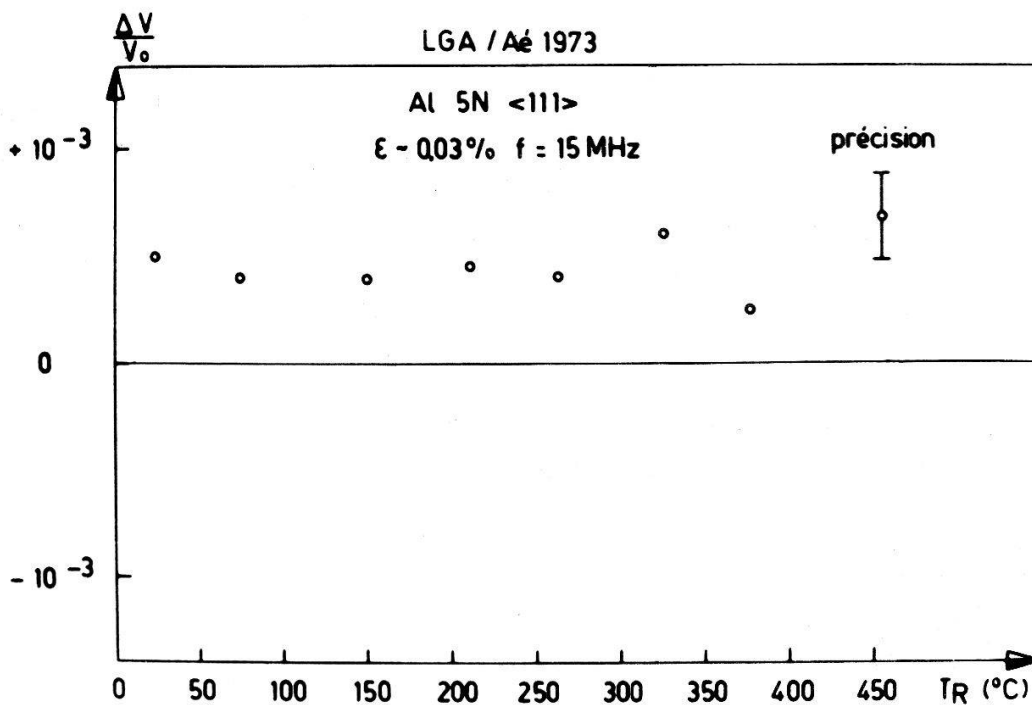


Figure 6

Variation en fonction de la température de recuit, de la vitesse du son d'un échantillon écroui de 0,03%. La variation est normalisée par rapport à la vitesse avant écrouissage.

Toutefois, la précision des mesures ne nous a pas permis de mettre en évidence cette variation en fonction de la température de recuit d'une manière satisfaisante.

3. Discussion.

L'évolution du réseau des dislocations au cours du recuit est très différente dans l'aluminium et dans l'or. Dans ce dernier, par exemple, on observe deux maxima du frottement intérieur en fonction de la température de recuit [3]. Cela serait dû à la différence de l'énergie de faute d'empilement ($\text{Al} - 200 \text{ erg/cm}^2$, $\text{Au} - 55 \text{ erg/cm}^2$) [4], et par conséquent, aux rôles différents joués par les dislocations dissociées et celles non-dissociées.

Références

- [1] A. V. GRANATO et K. LÜCKE, J. Appl. Phys. 27, 583 (1956).
- [2] E. P. PAPADAKIS, J. Acoust. Soc. Am. 40, 863 (1966).
- [3] K. AKUNE, W. BENOIT et B. VITTOZ, Mém. Sc. Rev. Met., à paraître.
- [4] J. P. HIRTH et J. LOTHE, *Theory of Dislocations* (McGraw-Hill 1968), p. 764.

Etude de la recristallisation de l'argent écroui à l'aide de la microscopie électronique à balayage

par P. STADELMANN, A. ISORÉ et W. BENOIT

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

La microscopie électronique à balayage permet d'obtenir des diagrammes de contraste sur des échantillons cristallins massifs qui sont géométriquement semblables aux diagrammes de Kikuchi de la microscopie électronique à transmission. Ces diagrammes de contraste permettent d'orienter des grains cristallins de dimension supérieure ou égale à $20 \mu\text{m}$ [1].

La technique d'orientation utilisée ici consiste à placer un axe de symétrie du cristal parallèlement à la direction moyenne du faisceau incident. On obtient ainsi des diagrammes de Pseudo-Kikuchi caractéristiques à ces orientations particulières. La Figure 1 donne schématiquement ces différents diagrammes pour des échantillons cubiques à faces centrées. On remarque la symétrie d'ordre 4, 3 ou 2 qui est propre à un axe $\langle 001 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ ou $\langle 011 \rangle$.

Cette technique d'orientation a été appliquée à l'étude des relations d'orientations entre matrice écrouie et grains apparaissant pendant la recristallisation primaire d'échantillons polycristallins d'Ag₄N₈. Ces échantillons ont été recuits 24 heures à 800°C puis laminés 10% à 20°C . Ils ont en outre subis des recuits isochrones de 4 mm à 200°C , 210°C et 220°C , température à laquelle la recristallisation primaire était achevée. Les orientations des différents grains sont représentées dans la projection stéréographique [2] standard 001 liées à un système d'axes de références. L'orientation d'un grain y est donnée par la position de ses pôles $\langle 001 \rangle$ et $\langle 010 \rangle$.

Cette technique n'a pas permis de mettre en évidence des relations d'orientations entre grains de la matrice écrouie et nouveaux grains. Cependant on remarque une

augmentation de la désorientation moyenne des nouveaux grains pour des recuits à température croissante.

Une autre application des diagrammes de Pseudo-Kikuchi est l'étude de la variation de la résolution de ces diagrammes pendant la déformation plastique et la recristallisation. On montre, en partant de la théorie dynamique à N ondes du contraste en

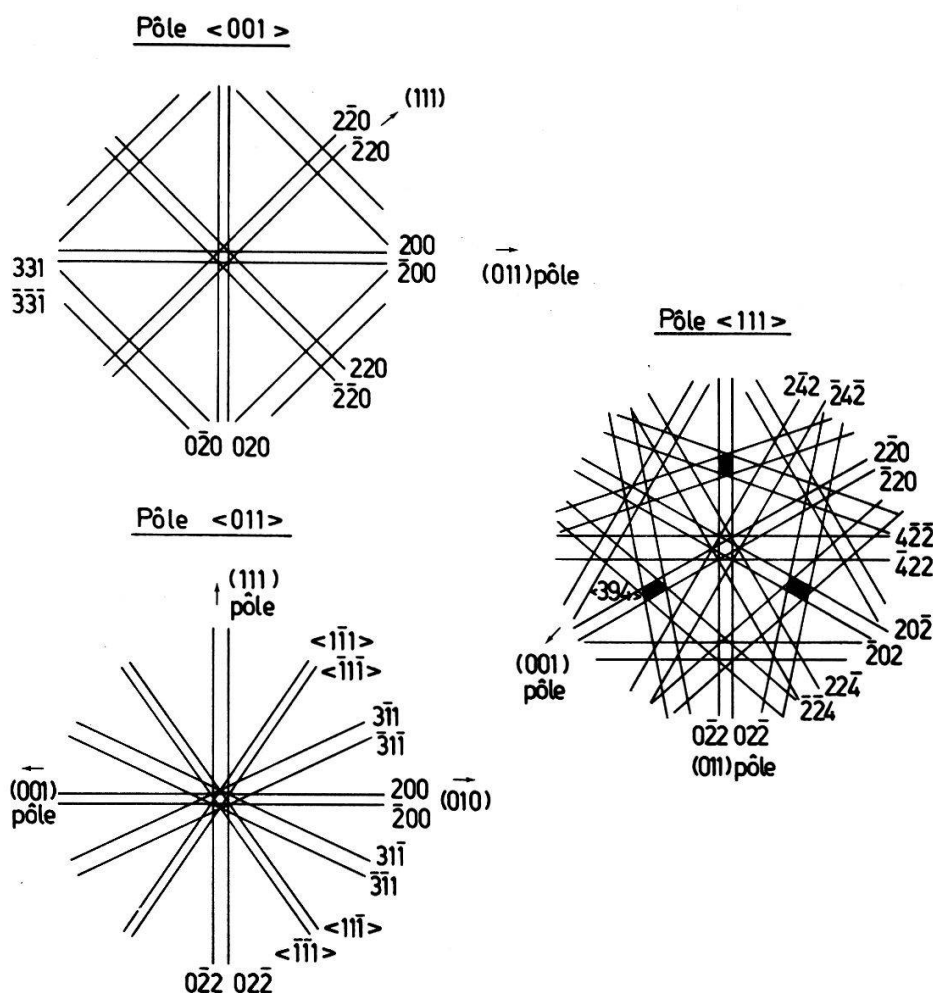


Figure 1
(Schématique.) Axes de symétrie $\langle 001 \rangle$, $\langle 011 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$, diagrammes de Pseudo-Kikuchi.

microscopie électronique à balayage [3] que la résolution maximale θ_R (donnée par la largeur de la ligne la plus étroite apparaissant sur le diagramme de P.-K.) est proportionnelle à la racine carrée de la densité Λ des dislocations:

$$\theta_R^{\max} + \delta\theta_R(\Lambda) = \theta_R^{\max} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{8 \cdot 10^{-8} \sqrt{\Lambda}}{\theta_R^{\max}} \right)^2}$$

Il faut cependant remarquer que les données technologiques du microscope (par exemple brillance de la source) limitent la résolution maximale et par conséquent la densité minimale des dislocations ($\Lambda^{\min}$) mesurable est d'environ 10^8 cm/cm^3 pour le MEB Cameca [4].

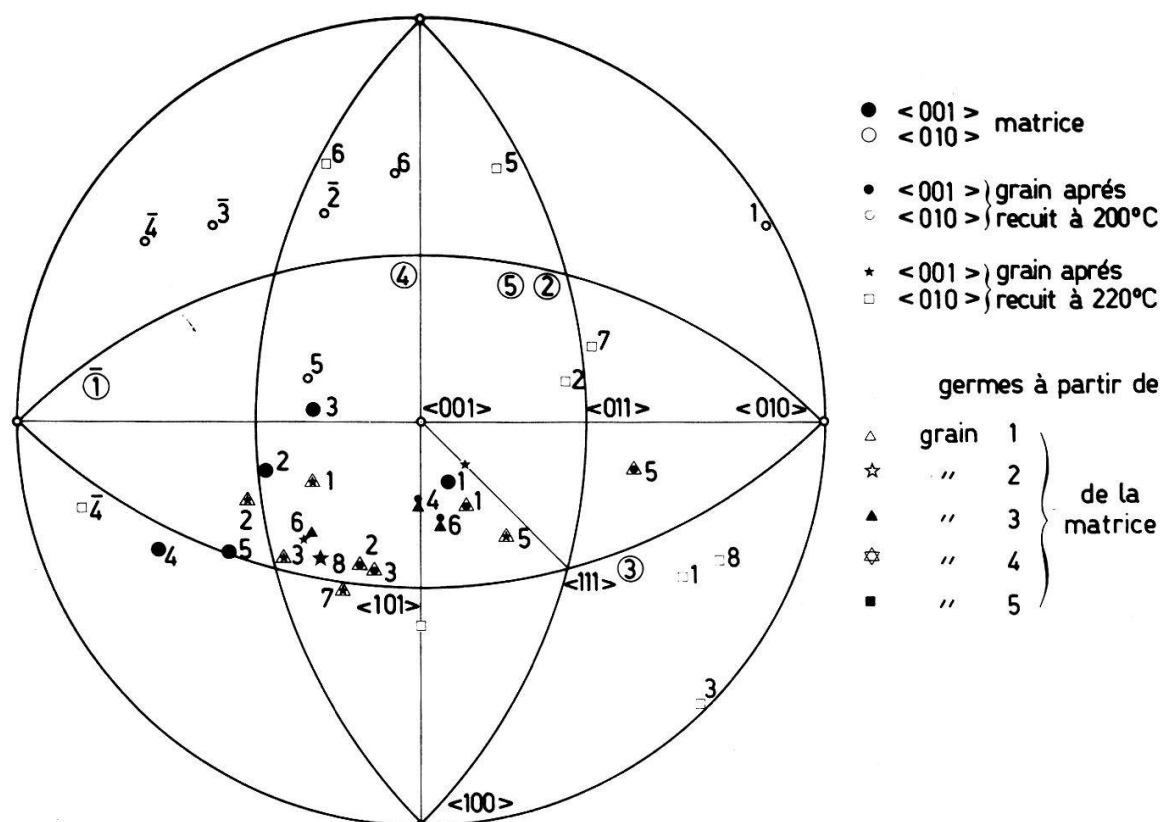


Figure 2
Projection stéréographique et orientations des grains de la matrice écrouie et des nouveaux grains.

Enfin, on peut envisager à l'aide de cette technique une étude cinétique in situ de la recristallisation des métaux c.f.c., puisque les nouveaux grains sont observables après un recuit, sans que l'échantillon doive subir un traitement de surface.

Références

- [1] D. G. COATES, *Phil. Mag.* **16**, 1179 (1967).
- [2] O. JOHARI et G. THOMAS, *The stereographic projection and its applications, Techniques of Metals Research*, Vol. IIA (Wiley, New York 1969).
- [3] HIRSCH, SPENCER et coll., *A dynamical theory for the contrast of perfect and imperfect crystals in the SEM using backscattered electrons*, *Phil. Mag.* **26**, 193 (1972).
- [4] Notice Cameca.

Recristallisation d'échantillons d'or écrouis observée au microscope électronique à photoémission et par des mesures anélastiques

par T. JALANTI, M. MONDINO¹⁾ et B. VITTOZ

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

La croissance de nouveaux grains lors de la recristallisation d'un métal écroui peut être suivie au microscope électronique à photoémission. Nous avons étudié ce phénomène dans des lames d'or de pureté 99,999% d'une épaisseur de 50 μ et écrouis de 60% par laminage à température ambiante.

¹⁾ Centro Atomico Bariloche. Comisión Nacional de Energía Atómica, San Carlos de Bariloche, Argentina. Actuellement, professeur invité à l'EPFL.



Figure 1

Photographie d'un grain en cours de croissance, prise au microscope électronique à photoémission Metioscope KE 3 Balzers.

L'aspect d'un nouveau grain en cours de croissance est présenté sur la Figure 1. Des photographies, prises au cours du temps pour différentes températures de recuit T_R dans le microscope, permettent de suivre la croissance du nouveau grain. Sur la Figure 2 nous avons reporté les positions successives du joint; la mesure de la surface du grain sur cette figure permet d'établir l'horaire de la croissance, ce qui est fait sur la Figure 3. Deux phénomènes peuvent être remarqués:

- Lors du recuit à 167°C , la croissance du grain diminue après un certain temps, puis s'annule. Cet effet est attribué à l'épinglage du joint par des impuretés piégées lors de sa migration [1, 2].
- A 181°C , la croissance ne reprend qu'après un certain temps, de l'ordre de 5 minutes, dénommé souvent 'temps d'incubation'. On peut expliquer ce phénomène par la réorganisation des impuretés dans le joint en une configuration présentant une force d'épinglage plus faible.

Le rapport des vitesses de croissance pour des températures de recuit différentes, permet de déterminer l'énergie d'activation qui est ici de 0,9 eV. Cette énergie n'est que la moitié de l'énergie d'autodiffusion dans l'or (1.81 eV). Il semblerait donc que le mécanisme responsable du processus de migration du joint de grain est contrôlé par la diffusion le long du joint. Turnbull et Hoffman [3] ont déjà observé un rapport de 0,44 entre l'énergie de diffusion du joint de grain et l'énergie d'autodiffusion dans l'argent.

La mesure de grandeurs anélastiques, en l'occurrence le frottement intérieur et le défaut de module élastique, permet de suivre l'évolution du réseau de dislocations responsable de la force motrice pour la migration des joints. Lors de la recristallisation,

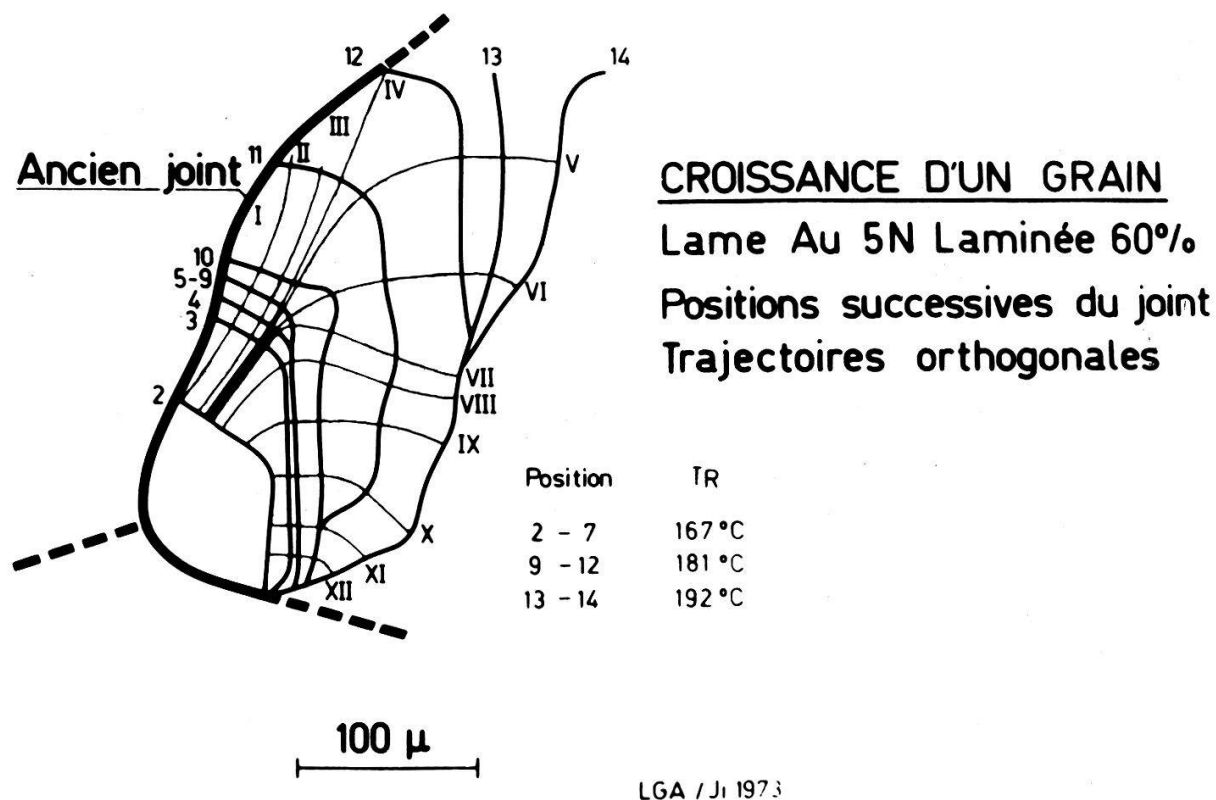


Figure 2

Report des positions successives d'un joint migrant à différentes températures T_R . L'horaire des positions apparaît sur la Figure 3.

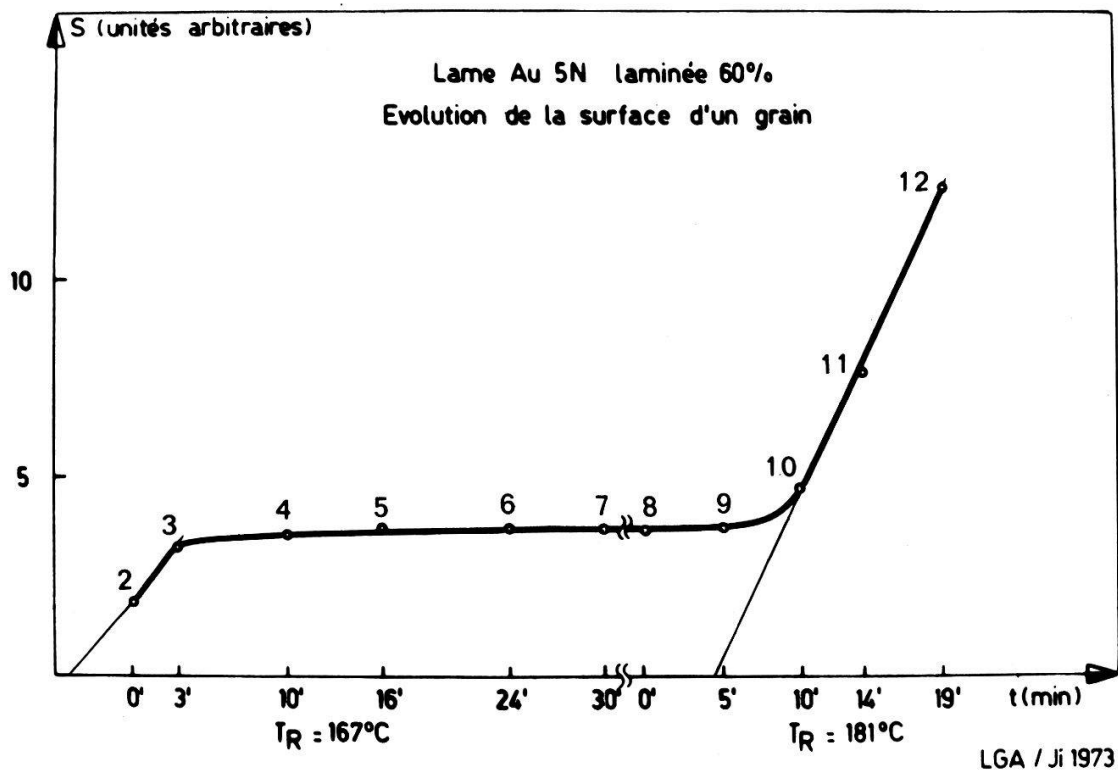


Figure 3

Horaire de la surface du grain représenté sur la Figure 2.

le pic de Bordoni disparaît tandis qu'un nouveau pic beaucoup plus large apparaît. La hauteur de ces deux pics, fond soustrait, est reportée en fonction de la température de recuit sur la Figure 4. La disparition du pic de Bordoni, à environ 150°C, montre que les contraintes internes diminuent. La hauteur du second pic ne baisse qu'à beaucoup plus haute température, dans le domaine de la post-recristallisation [4] où la densité de dislocation diminue.

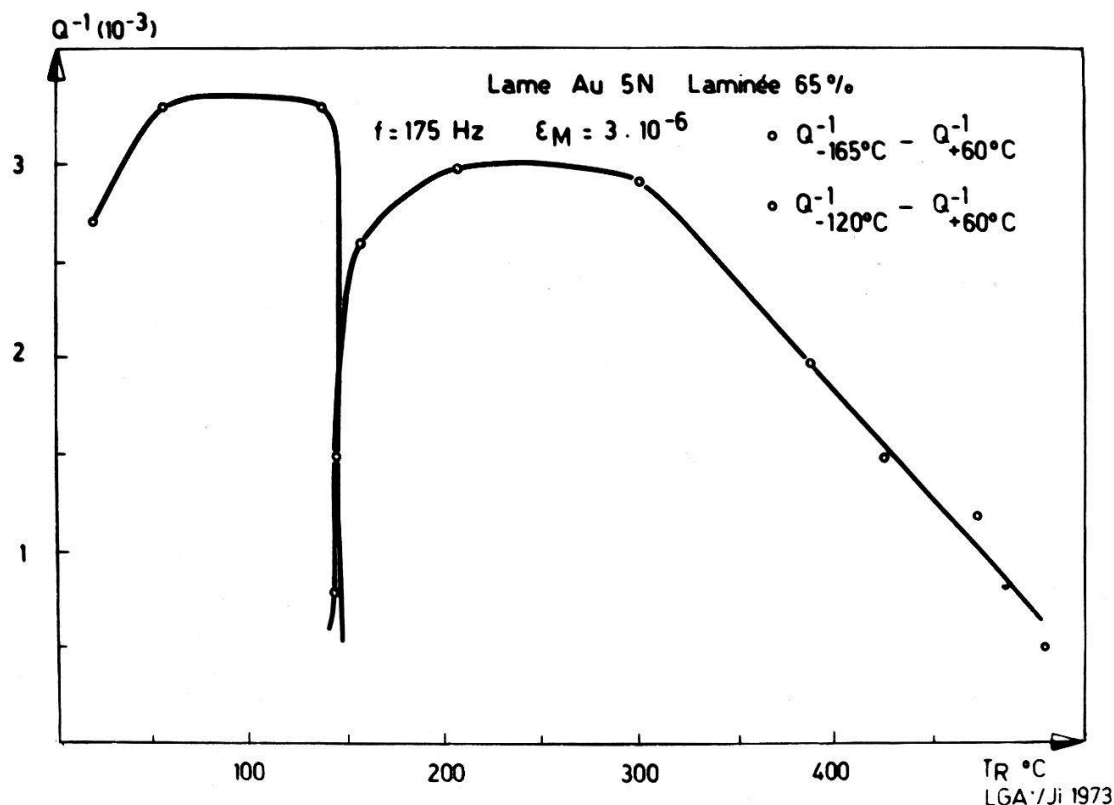


Figure 4
Hauteur du pic de Bordoni (en dessous de 150°C) et du deuxième pic qui apparaît lors de la recristallisation.

Remerciements

Nous exprimons notre reconnaissance à Monsieur le Professeur W. Form et à Monsieur G. Gindraux de l'Institut de Métallurgie Structurale de l'Université de Neuchâtel, pour avoir mis à notre disposition le microscope à photoémission de leur Institut et pour leur disponibilité pour de nombreuses discussions.

Références

- [1] K. LÜCKE et K. DETERT, *Acta Met.* 5, 628 (1957).
- [2] K. LÜCKE et H. P. STÜWE, *Recovery and Recrystallization of Metals* (Gordon and Breach 1965).
- [3] D. TURNBULL et R. HOFFMAN, *Acta Met.* 2, 419 (1954).
- [4] A. ISORÉ, O. MERCIER et W. BENOIT, à paraître dans les *Mem. sci. rev. mét.*

Die Darstellung hochreiner Metalle: Eu, Ca, Sr und Ba

von J. EVERS, E. KALDIS und J. MUHEIM

(Laboratorium für Festkörperphysik d.ETH, 8049 Zürich, Hönggerberg)

Für die Synthese ferromagnetischer Seltener Erd (SE)-Halbleiter werden SE-Metalle einer Reinheitsqualität benötigt, die die der käuflichen Metalle bei weitem übertrifft. Zur Vermeidung großer apparativer Schwierigkeiten erscheint es realistischer, käufliche SE-Metalle einer Nachreinigung durch UHV-Destillation zu unterziehen. Das Studium der Reinigungsmechanismen wird jedoch durch den hohen Preis der SE-Metalle eingeschränkt. Allerdings stellen die Erdalkali-Metalle Calcium, Strontium und Barium als sehr viel billigere Substituenten der SE-Metalle Modellsubstanzen zum Studium der Mechanismen im Hinblick auf die Optimierung des Verfahrens dar.

Gereinigt werden die Metalle Eu, Ca, Sr und Ba durch 'Reaktive' Destillation [1, 2], die neben der Abtrennung metallischer Verunreinigungen einen besonders wirksamen Reinigungseffekt für nicht-metallische Verunreinigungen zeigt. Das Prinzip beruht darauf, daß die Metalle so stark erhitzt werden, daß ihr Dampfdruck 0,1–1 Torr erreicht. Nach der kinetischen Gastheorie beträgt die Stoßzahl in der Gasphase bei 1000°K rund 10^6 /sec. Damit ist die Wahrscheinlichkeit gesteigert, daß die Atome oder Moleküle der nicht-metallischen Verunreinigungen mit den Metallatomen zusammenstoßen, unter Bildung von Verbindungen reagieren und dadurch abgetrennt werden können. UHV-Bedingungen vor und nach der Destillation verhindern eine Kontamination des Metalls durch die Vakuum-Restgase. Die Entgasungsrate der Apparatur wird dadurch sehr klein gehalten, daß nur kalte und heiße Teile verwendet werden. Destilliert werden die Metalle in Kolonnen aus Molybdän in einer Quarz-Pyrex-Apparatur, die ein Endvakuum von 10^{-10} Torr erreicht. Beheizt wird mit Hochfrequenz. Die gereinigten Metalle können ohne Kontamination durch Luft und Feuchtigkeit durch Abschmelzen des Destillationsrohres unter UHV-Bedingungen in die Argonstraße transferiert werden, deren speziell gereinigtes Argon weniger als 1 ppm Sauerstoff und weniger als 1 ppm Wasser enthält. Die Kontrolle der Reinheit und die Aufklärung der Reinigungsmechanismen erfolgt mit einem Funken-Festkörpermassenspektrographen, der alle Verunreinigungen – Elemente und Verbindungen – im Massenbereich 1–280 a.m.u. mit einer Nachweisgrenze von weniger als 0,1 ppm at bestimmt.

Die Reinheiten in bezug auf metallische Verunreinigungen betragen Eu 99,999, Ca 99,98, Sr 99,98 und Ba 99,998. Diese Werte sind um mehr als eine 10er Potenz günstiger als die besten Literaturdaten [3, 4, 5]. Für Gase ergibt sich ein noch besseres Bild. 'Reaktiv' destilliertes Europium enthält 50 mal weniger Sauerstoff als das in US-Atomic Energy Commission gereinigte [6]. Die Berechnungen und Abschätzungen für die Abtrennung metallischer [7] und nicht-metallischer Verunreinigungen [8] stimmen mit den Experimenten überein.

Die Reinigung dieser Metalle eröffnet die Möglichkeit, hochreine Europiumchalcogenide herzustellen. Das hochreine Calcium kann zur Reinst-Darstellung schwerer SE-Metalle benutzt werden.

Literatur

- [1] G. BUSCH, E. KALDIS, J. MUHEIM und R. BISCHOF, *J. Less-Common Metals* **24**, 453 (1971).
- [2] J. EVERS, E. KALDIS, J. MUHEIM und A. WEISS, *J. Less-Common Metals* **30**, 83 (1973); **31**, 169 (1973).

- [3] D. T. PETERSON, *Proc. Inter.-Amer. Conf. Mater. Techn., San Antonio, 1968*, p. 45.
- [4] D. T. PETERSON und R. P. COLBURN, *J. Phys. Chem.* **70**, 468 (1966).
- [5] D. T. PETERSON und C. C. HAMMERBERG, *J. Less-Common Metals* **16**, 457 (1968).
- [6] F. H. SPEDDING, B. J. BEAUDRY, J. J. CROAT und P. E. PALMER, *Proc. Inter.-Amer. Conf. Mater. Techn., San Antonio, 1968*, pp. 151–171.
- [7] A. J. MARTIN, *Vacuum*, **VIII & VIII**, 38 (1957–58), publ. 1959.
- [8] A. W. SEARCY, in *High-Strength Materials*, edited by V. F. ZACKAY (Wiley, New York 1965), p. 104.

Flüssige Metalle

Magnetische Suszeptibilität fluessiger Hg–In, Hg–Sn und Cu–In Legierungen

von H. J. GÜNTHERODT, W. HALLER, H. R. KULL und H. A. MEIER
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH-Z, Hönggerberg, 8049 Zürich)

Die magnetische Suszeptibilität der Legierungssysteme Hg–In, Hg–Sn und Cu–In wurde mit hoher Genauigkeit im flüssigen Zustand gemessen. Es zeigt sich, dass der Betrag der Suszeptibilität für diese Legierungen grosse Abweichungen zeigt vom erwarteten Verhalten freier Elektronen.

Die Diskussion erfolgt einerseits mit dem Modell starrer Bänder unter der Annahme eines Pseudogaps in der Zustandsdichte und andererseits unter Berücksichtigung des Einflusses des Abstandes nächster Nachbarn auf die Ionensuszeptibilität.

Hall-Effekt in flüssigem Tl, Pb und Bi

von H. J. GÜNTHERODT, H. U. KÜNZI und R. MÜLLER
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH-Z, Hönggerberg, 8049 Zürich)

Der Hall-Koeffizient der drei Metalle Tl, Pb und Bi wurde im flüssigen Zustand mit einer empfindlichen Wechselstrom-Wechselfeld-Apparatur bestimmt. Ältere Messungen an diesen Metallen stimmen untereinander schlecht überein und zeigen zum Teil starke Abweichungen vom Modell der freien Elektronen. Diese Abweichungen (bis zu 50%) vom Modell der freien Elektronen können durch die neuen Messungen reproduzierbar bestätigt werden. Ferner wird das Verhalten des Hall-Koeffizienten als Funktion der Konzentration in flüssigen Pb–Sn Legierungen untersucht.

Der elektrische Widerstand der Legierungen Cu–La, Cu–Nd und Cu–Gd im flüssigen Zustand

von H. J. GÜNTHERODT, W. STOLL und A. ZIMMERMANN
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH-Z, Hönggerberg, 8049 Zürich)

Es wurde der Widerstand der Legierungen von Cu mit den Seltenen Erden La, Nd und Gd im flüssigen Zustand gemessen. Der Widerstand nimmt in Funktion der

Konzentration auf der Cu-reichen Seite für alle untersuchten Seltenen Erden gleich stark zu, durchläuft ein Maximum im mittleren Konzentrationsbereich und strebt gegen die Widerstandswerte der reinen Seltenen Erden. Die Konzentrationsabhängigkeit des Widerstandes kann im Rahmen der erweiterten Faber-Ziman-Theorie durch die starke Resonanzstreuung der Leitungselektronen der Legierung an den d -Elektronen der Seltenen Erden verstanden werden.

Nichtmetalle-Storzentren

Etude du centre V_K dans le iodure de cesium

par T. SIDLER, J. P. PELLAUX, J. J. PILLOUD, A. NOUAILHAT et M. A. AEGERTER

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Soumis pour publication (Solid State Communications).

Effet d'un champ électrique sur la luminescence de recombinaison à HeT dans KI dotes en ions divalents

par A. NOUAILHAT, J. P. PELLAUX et M. A. AEGERTER

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

L'action d'un champ électrique extérieur sur la thermoluminescence de KI doté en ions divalents (Mn, Sr, Eu) avait montré [1] qu'après irradiation (X, β), les électrons sont trappés sur des complexes 'ions divalents - lacunes cationiques'. A très basse température, on peut blanchir ces centres par stimulation infra-rouge. On observe que la libération des électrons provoque une restimulation de la phosphorescence. Les cinétiques de luminescence sont modifiées par la présence du champ électrique qui accélère les processus de recombinaison en phosphorescence et augmente le rendement d'ionisation sous excitation infra-rouge.

Références

[1] A. NOUAILHAT, R. PERRENOUD, M. AEGERTER et J. ROSSEL, S.S.P. Lucerne (automne 1972).

Effets d'échange dans la luminescence de paires de centres F

par C. JACCARD, M. AEGERTER, P.-A. SCHNEGG et M. ECABERT

(Institut de physique de l'Université, Neuchâtel)

Soumis pour publication (Physics Letters).

Elektrolumineszenz in dotierten Anthracen-Kristallen

von M. WITTMER und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Angewandte Physik der Universität Basal)

Mit Hilfe der Doppelinjektion lassen sich in dotierten organischen Kristallen infolge von Rekombination der Ladungsträger hohe Konzentrationen von Triplett-Anregungen erzeugen. Neben der Lichtintensität liefert auch die Zeitabhängigkeit der dabei auftretenden Fluoreszenz weiteren Aufschluss über die zur Elektrolumineszenz beitragenden Prozesse. Tetracen-dotierte Anthracen-Kristalle zeigen nach Abschalten des Kristallstroms deutlich zwei Zerfallszeiten sowohl bei der Wirt- wie auch bei der Gastfluoreszenz. Erstmals wurde in einem reinen Anthracen-Kristall die Phosphoreszenz bei Doppelinjektion gemessen. Ihre Halbwertszeit (= Triplett-Lebensdauer) von 6,0 ms beträgt im Einklang mit der Theorie die Hälfte derjenigen der am gleichen Kristall gemessenen Elektrolumineszenz (3,1 ms). Mit optischer Anregung ist jedoch die Triplett-Lebensdauer dieses Kristalls 14 ms. Der Unterschied gegenüber den 6 ms bei Doppelinjektion deutet auf eine Wechselwirkung von Ladungsträgern und Exzitonen hin.

Electron Spin Resonance of Gd^{3+} in $\text{Bi}_4(\text{GeO}_4)_3$

by H. REIMANN and F. WALDNER

(Physik-Institut Universität Zürich)

and H. v. PHILIPSBORN¹⁾

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

The electron spin resonance of a Gd^{3+} impurity in a single crystal of $\text{Bi}_4(\text{GeO}_4)_3$ has been studied at 9.3 GHz and room temperature. All measured lines could be interpreted by the following parameters of a spin-Hamiltonian for threefold rotation symmetry [1]. The axes of the terms $B_4^3 O_4^3$ and $B_6^0 O_6^0$ are rotated along a threefold axis by the angle $\pm \chi$.

$$\chi = (37.55 \pm 0.10)^\circ, g_{\parallel} = 1.9914 \pm 0.0006,$$

$$g_{\perp} = 1.9915 \pm 0.0004; \text{ in } 10^{-4} \text{ cm}^{-1}: b_2^0 = 666.6 \pm 0.4,$$

$$b_4^0 = 17.2 \pm 0.1, b_4^3 = 18.90 \pm 0.15, b_6^0 = 0.19 \pm 0.06,$$

$$b_6^3 = 0.3 \pm 0.1, b_6^6 = 2.1 \pm 1.3.$$

Hence, the Gd^{3+} ions occupy the Bi^{3+} site and the measured angle χ is an indication of the oxygen positions surrounding the Gd^{3+} ions.

Reference

- [1] S. GESCHWIND and J. P. REMEIK, Phys. Rev. 122, 757 (1961).

¹⁾ Present address: Universität Regensburg.

*Experimentelle Methoden***Echos de spins en gradient alternatif**

par G. J. BENE et B. BORCARD

(Institut de Physique de la Matière Condensée, Genève)

De précédentes publications [1, 2] ont décrit la façon d'obtenir des échos de spins sans utilisation d'impulsions résonantes. En particulier, il a été montré qu'un gradient pur [3] pulsé superposé à un champ homogène permet d'obtenir des échos de spins. Une simplification de cette expérience consiste à remplacer le gradient pur pulsé par un gradient pur à variation temporelle sinusoïdale.

Expérience

Le système est préparé par application d'un champ élevé de prépolarisation perpendiculaire au champ de mesure, ici le champ magnétique terrestre, pendant un temps long devant le temps de relaxation spin-réseau T_1 du liquide. A l'instant $t = 0$, ce champ de prépolarisation est coupé brusquement. L'ensemble des moments magnétiques précesse autour du champ magnétique terrestre homogène, auquel est

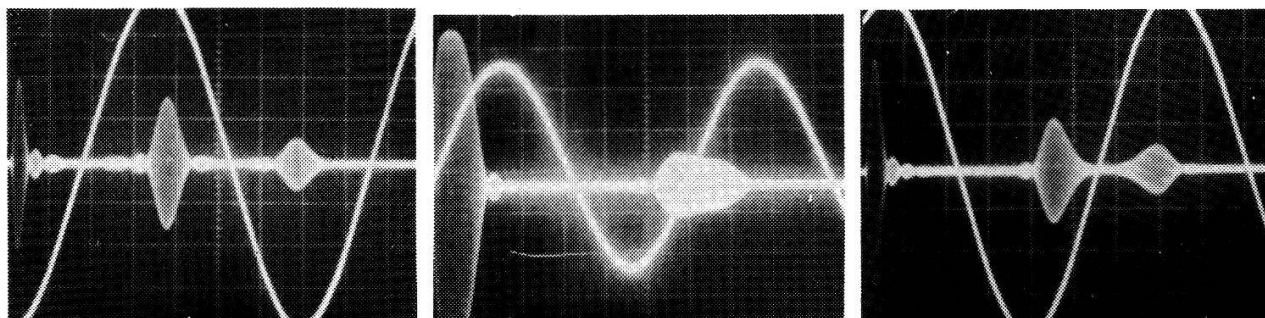


Figure 1

superposé un gradient pur obtenu par deux bobines coaxiales dont les enroulements sont en sens opposé. Le courant qui les parcourt est alternatif sinusoïdal. La Figure 1 montre les échos obtenus de cette manière pour différentes phases à l'origine du gradient.

Interprétation vectorielle

Nous nous placerons dans le cas simple où le gradient est de la forme: $g = g_0 \cos t \Omega$. A l'instant $t = 0$, l'aimantation se trouve perpendiculaire au champ terrestre auquel est superposé le gradient g_0 . Le signal de précession libre décroît rapidement sous l'influence de ce gradient.

L'amplitude du gradient diminue puis s'annule et change de signe. Dans le référentiel tournant, les groupes de noyaux isochromatiques qui s'éloignaient de Oy de plus en plus lentement, vont s'en rapprocher de plus en plus rapidement pour se retrouver en phase à l'instant $t = 2\pi/\Omega$.

D'une façon plus générale; pour un gradient de la forme: $g = g_0 \cos(\Omega t + \Phi)$, constant le long de l'échantillon, on peut appliquer un modèle vectoriel [4]; dans un tel

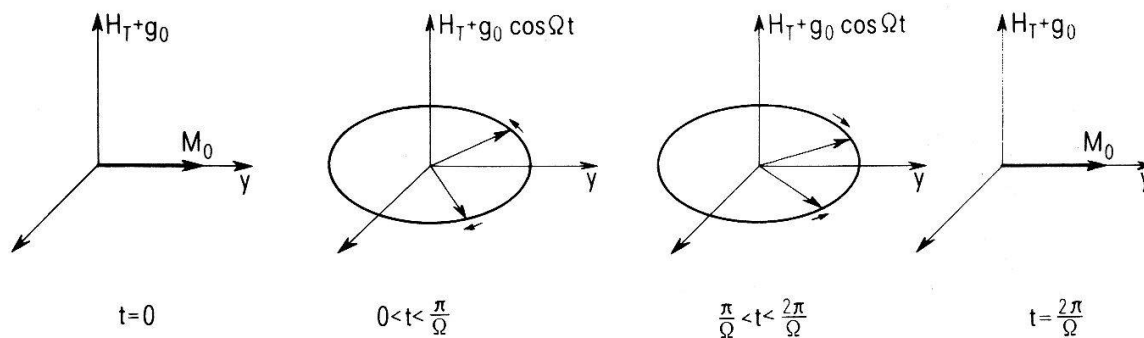


Figure 2

modèle le déphasage pour un groupe isochromatique à l'instant t est donné par :

$$\varphi = \frac{\Delta\omega_0}{\Omega} [\sin(\Omega t + \Phi) - \sin\Phi].$$

La tension engendrée par l'ensemble de l'échantillon est :

$$V = kM_0 \frac{\left[\sin \frac{1}{2g_0\Omega} [\sin(\Omega t + \Phi) - \sin\Phi] \right]}{\frac{1}{2g_0\Omega} [\sin(\Omega t + \Phi) - \sin\Phi]}.$$

Soit une fonction du type $\sin x/x$, dont les maxima principaux ont lieu pour $x = 0$, soit ici :

$$t = \frac{2k\pi}{\Omega} \quad \text{et} \quad t = \frac{(2k+1)\pi - 2\Phi}{\Omega}.$$

Il apparaît ainsi deux cas intéressants :

- $\Phi = 0$, les échos sont symétriques en position et en forme, ils ont lieu à tous les extrema de la sinusoïde, leur largeur est minimum (Fig. 1a).
- $\Phi = \pi/2$, les échos sont également symétriques; ils ont lieu aux passages par zéro de la sinusoïde; leur largeur est maximum car, en fait, il y a chaque fois 2 échos confondus, donc un seul écho par période (Fig. 1b).

Si Φ est quelconque, il y a deux échos par période, dissymétriques en position et en forme (Fig. 1c).

Applications

C'est là une méthode particulièrement simple de réaliser des échos de spins, qui n'utilise pas d'impulsions résonantes. Elle met bien en évidence le caractère intégral des échos [5]. Supposons qu'au lieu d'une variation sinusoïdale nous utilisions une variation alternative quelconque. Lorsque la surface sous la courbe Σ après l'inversion des signe sera égale à la surface sous la courbe avant l'inversion de signe, il apparaîtra un écho.

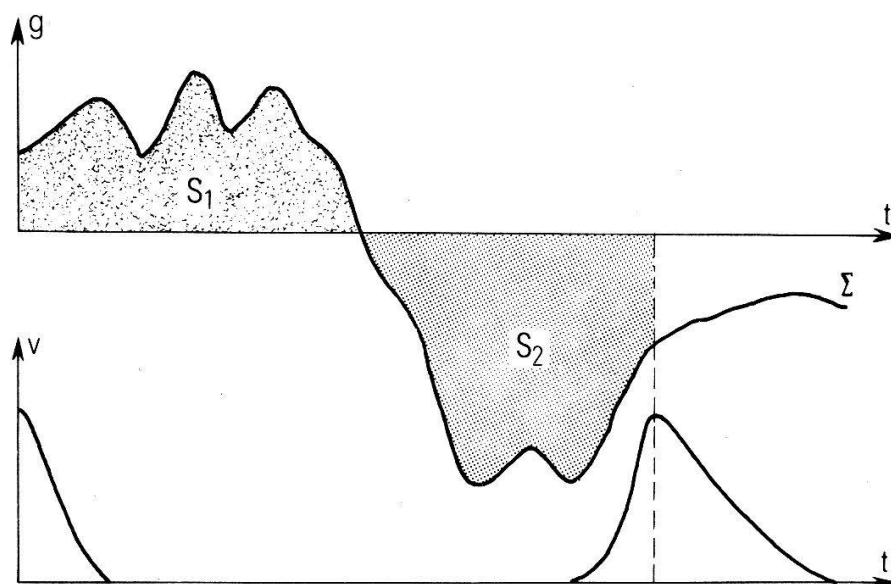


Figure 3

Enfin, cette technique peut s'appliquer à la mesure des coefficients de diffusion. Les résultats de Carr-Purcell [6] s'appliquent ici, donc en faisant varier l'amplitude et la fréquence du gradient pur, la forme de décroissance des échos permet de calculer la constante de diffusion d'un liquide. Cette méthode est particulièrement pratique pour les liquides à temps de relaxation T_2 court et constante de diffusion faible (utilisation d'un gradient de très forte amplitude, avec $\Phi = \pi/2$).

Références

- [1] B. BORCARD, E. HILTBRAND et G. J. BÉNÉ, C.R. Acad. Sci. 268B, 1446-1448 (1969).
- [2] B. BORCARD et G. J. BÉNÉ, Helv. Phys. Acta 45, 64-65 (1972).
- [3] J. E. TANNER, Rev. Sc. Inst. 36, 1086 (1965).
- [4] E. L. HAHN, Phys. Rev. 80, 582-584 (1950).
- [5] G. J. BÉNÉ, C. R. Séances S.P.H.N. 5, 171-174 (1970).
- [6] H. Y. CARR et E. M. PURCELL, Phys. Rev. 94, 630 (1954).

Effet Overhauser et haute résolution dans le champ magnétique terrestre

par R. SÉCHEHAYE, B. BORCARD, E. HILTBRAND et G. BÉNÉ

(Institut de Physique, Laboratoire de Physique, 1254—JUSSY—(GE))

Dans un précédent article [1] ont été exposés le calcul et la mesure de la polarisation dynamique nucléaire des protons d'un échantillon d'eau désoxygénée, contenant le radical stable tétraméthyl-2,2,6,6-pipéridone-4-oxyle-1 ou tanone à la concentration d'un millièrme de mole par litre.

Le facteur multiplicatif m , rapport de la polarisation nucléaire I_z obtenue par effet Overhauser et de la polarisation nucléaire I_0 à l'équilibre thermique, est donné par [2]:

$$m = \frac{I_z}{I_0} = 1 - f\rho \frac{S_z - S_0}{I_0}.$$

Dans le cas d'un couplage électron (—) noyau purement, dipolaire ρ vaut $\frac{1}{2}$ et, si l'on sature la transition électronique π_3 à la fréquence ν_3 , on montre alors [3] que:

$$m = 1 - 110f(1 - \beta^2) \frac{\nu_3}{\nu_s}$$

avec

$$1 - \beta^2 = \frac{1}{2} + \frac{1 + 3x}{6 + 2x} \quad \text{et} \quad x = \frac{\nu_s}{\nu} = \frac{|\gamma_e|H_0}{\nu}.$$

D'après les formules de Breit-Rabi, dans un champ magnétique constant H_0 faible, ν_3 est reliée à ν , fréquence d'interaction hyperfine, par:

$$\nu_3 \simeq \nu \left(1 + \frac{2x}{3} \right).$$

Nous avons précédemment choisi f , le facteur de fuite, égal à 1 [2], [8].

En fait f s'est révélé dans les solvants étudiés comme étant appréciablement différent de 1. Si T_1 est la constante de relaxation spin-réseau de l'échantillon contenant le tanone et si T_{10} est celle de l'échantillon pur.

$$f = 1 - \frac{T_1}{T_{10}}.$$

Les mesures de T_1 et de T_{10} ont été réalisées en relevant l'amplitude du signal de précession libre en fonction du temps de polarisation de la solution étudiée dans un champ de 100 Oersteds, le champ de lecture étant le champ terrestre. En introduisant ces résultats dans la formule donnant m , on a ainsi calculé les facteurs m que prévoit la théorie et on les a comparés, dans le Tableau I, aux facteurs m expérimentaux. Ces derniers sont obtenus en divisant l'amplitude du signal avec émission haute fréquence à l'amplitude du signal sans émission haute fréquence, les largeurs des signaux étant identiques. En fait, afin d'éviter toute distorsion, les deux signaux détectés ont des amplitudes comparables, le petit signal étant simplement amplifié quelques centaines de fois plus que le grand. Le gain de l'amplification est stable et connu avec précision. Les échantillons ont tous la même forme et le même volume. Ils sont soigneusement désoxygénés et occupent tous la même position dans le système fixe de bobines. Ces réglages et précautions ont permis d'améliorer encore le facteur m de l'eau. Le champ polarisant H_0 , très voisin du champ terrestre, vaut 0,4596 Oersteds et $\nu_s = 1,287$ MHz dans le spectromètre à passage lent utilisé [4].

Table I

Substance à 22°C	ν_3 MHz	f	m prévu	m mesuré
H ₂ O	68,9	$0,655 \pm 0,05$	-2605 ± 20	-1200 ± 40
CH ₂ O	67,6	$0,580 \pm 0,05$	-2260 ± 16	-950 ± 35
à 40% dans H ₂ O				
CH ₃ COCH ₃	63,2	$0,571 \pm 0,05$	-2080 ± 15	-1015 ± 40
CH ₃ OH	65,0	$0,690 \pm 0,05$	2588 ± 18	-1100 ± 40

On constate un net écart entre les facteurs multiplicatifs prévu et mesuré. Cela est dû au fait que l'irradiation saturante de π_3 influe également sur la transition π_1 qui, elle, fournit une polarisation de signe opposé. L'emploi de tanone deutéré [5, 6] qui possède des raies électroniques plus fines, dans des solvants possédant un écart important entre π_1 et π_3 (l'eau par exemple) devrait permettre d'obtenir des facteurs m plus élevés. L'influence de la concentration est importante elle aussi. La concentration d'un millièmo de mole par litre choisie est celle qui ne produit pas un élargissement désastreux des raies électroniques et fournit une polarisation nucléaire maximale dans la plupart des cas.

Des expériences de spectrométrie haute résolution dans le champ magnétique terrestre ont été menées parallèlement à cette première étude.

Table II

Substance à 22°C	Constantes de couplage Hz méthode I	Constantes de couplage Hz méthode II
$P(OCH_3)_3$	$J_{PH} = 10,8 \pm 0,1$	
$OP(OCH_3)_3$	$J_{PH} = 10,9 \pm 0,1$	
$H_xOP(OCH_3)_2$	$J_{PH\beta} = 11,1 \pm 0,1$	
	$J_{H_xH\beta} = 0,71 \pm 0,04$	
$P(OCH_2CH_3)_3$	$J_{PH\alpha} = 8,0 \pm 0,1$	
	$J_{PH\beta} = 0,54 \pm 0,04$	
$OP(OCH_2CH_3)_3$	$J_{PH\alpha} = 8,4 \pm 0,1$	
	$J_{PH\beta} = 0,86 \pm 0,05$	
$CHCl_3$		$J_{CH} = 209,6 \pm 0,2$
$CH_\alpha Cl = CH_\beta Cl$		$J_{CH_\alpha} = 203,0 \pm 0,4$
		$J_{H_\alpha H\beta} = 12,2 \pm 0,1$
CH_2Cl_2		$J_{CH_2} = 178,6 \pm 0,3$
CH_2O à 40%	$J_{CH_2} = 154,0 \pm 0,5$	
CH_2Br_2	$J_{CH_2} = 185,9 \pm 0,5$	
CH_3OH	$J_{CH_3} = 140,7 \pm 0,5$	$J_{CH_3} = 141,0 \pm 0,3$
$(CH_3)_2SO$	$J_{CH_3} = 133,0 \pm 0,5$	
CH_3COCH_3	$J_{CH_3} = 111,4 \pm 0,4$	

La méthode utilisée dans ce travail emploie justement l'effet Overhauser dans le spectromètre à passage lent pour détecter et enregistrer les spectres protoniques dans les molécules contenant du Phosphore 31 et du Carbone 13 à leurs concentrations naturelles. Dans le cas du Carbone 13 on effectue un empilement de plusieurs balayages du spectre protonique, tout en saturant continuellement la transition π_3 du solvant étudié. Le nombre de passages varie de 4 à 20 selon le rapport signal sur bruit. Les résultats obtenus pour la détermination des constantes de couplages J d'interaction sont groupés dans le Tableau II (méthode I). Dans ce même tableau nous donnons également les résultats obtenus antérieurement par une autre méthode (méthode II), dans laquelle on utilise la précession libre de l'aimantation nucléaire des protons, prépolarisés dans un champ de 100 Oersteds. Après coupure du champ, l'aimantation nucléaire précesse autour de la direction du champ terrestre. On détecte le signal qui est conservé dans un additionneur de spectres. L'analyse de Fourier permet de rétablir le spectre en fréquences et d'en déduire les constantes J [7].

Nous tenons à remercier sincèrement M. R. Besson et ses collègues physiciens et chimistes du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, ainsi que le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

Références

- [1] R. SÉCHEHAYE, B. BORCARD, E. HILTBRAND et G. BÉNÉ, *Helv. Phys. Acta* **45**, 842 (1972).
- [2] I. SOLOMON, *J. Phys. Radium* **19**, 837 (1958).
- [3] A. LANDESMAN, *J. Phys. Radium* **20**, 937 (1959).
- [4] R. SÉCHEHAYE et P. DREYFUSS, *Z. Angew. Math. Phys.* **21**, 660 (1970).
- [5] A. SALVI, *Rev. Phys. Appl.* **5**, 131 (1970).
- [6] R. BESSON, communications personnelles et thèse à paraître. R. BESSON, H. LEMAIRE, A. RASSAT, A. SALVI et P. SERVOZ-GAVIN, *Proc. 12° Coll. Ampère (Bordeaux)*, 327 (1963).
- [7] M. MERCK, R. SÉCHEHAYE, A. ERBEIA et G. BÉNÉ, *Proc. 14° Coll. Ampère (Ljubljana)* **21**, 952 (1967).
- [8] R. A. DWECK, H. D. W. HILL, J. G. KENWORTHY, D. F. S. NATUSCH et R. E. RICHARDS, *Mol. Phys.* **13**, 1, 27 (1967).

Detection of Weak Light Signals by a Photon-Counting Method

by MELLE K. PÉPIN, MM. H. NGUYEN, A. VONNEZ, E. GENEUX and P. CORNAZ

(Laboratoire d'Optique Physique, 2, Av. Ruchonnet, Lausanne)

When measuring light signals it is often possible to improve the signal-to-noise ratio by modulating the signal and using synchronous detection; however, in the case of weak light signals when the integration time can reach several hours, it is advantageous to use photon-counting techniques.

The block diagram of the photon-counting system we devised is given in Figure 1. The light from the experimental setup is detected by a photomultiplier with high gain and low dark current, the preamplifier is built right in the P.M. housing to prevent noise pick-up by leads, the outcoming pulses are amplified, filtered through a pulse height discriminator which eliminates part of the P.M. dark pulses and are shaped to a convenient rectangular form before being recorded. This processing of the signal has been discussed by M. R. Zatzick [2] and by J. F. James [3].

The recording of the data is made in the following sequence: the signal is modulated at a fixed frequency f_0 ; during the first half period the bidirectional counter S adds the

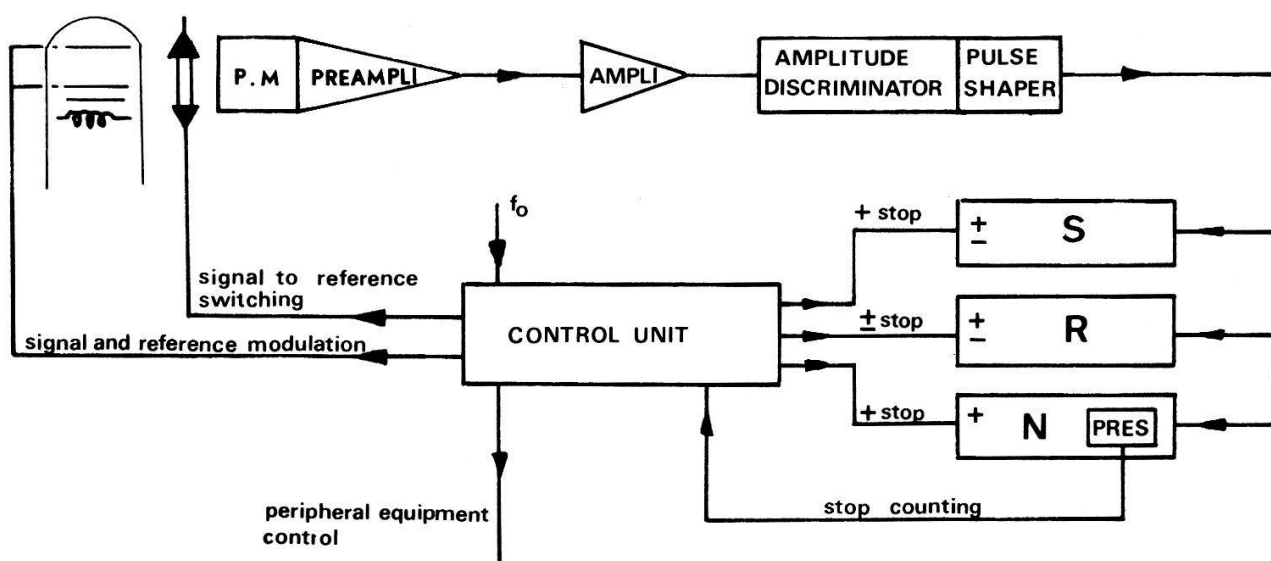


Figure 1
Block diagram of the photon-counting system.

pulses from the signal and the noise (essentially the P.M dark pulses and stray light), this noise is subtracted in the second half period leaving finally a net balance corresponding to the signal; at the same time the counter N totalizes the noise pulses; this recording is necessary to determine, at the end of the measurement, the precision on the signal (see below). This goes on until the totals in both counters are sufficient to ensure a preset precision, the preselection on counter N bringing the recording to a stop at the end of a period as soon as these totals are reached.

The time necessary to sum the pulses on one data point depends on the relative fluxes of signal and noise pulses and can reach several hours or even days; it is then very difficult to prevent drifts in the experimental setup and it is necessary to provide a reference undergoing the same drifts as the signal but constant in regard to the parameters of the experiment; the signal can then be normalized to this reference. If there is any possibility of using as reference a light signal travelling through the same channels as the signal under study, this should be done since it ensures a control of the whole experimental system at the same time. We use such a light reference and it is recorded, alternatively with the signal S , every other period of the modulation, on counter R .

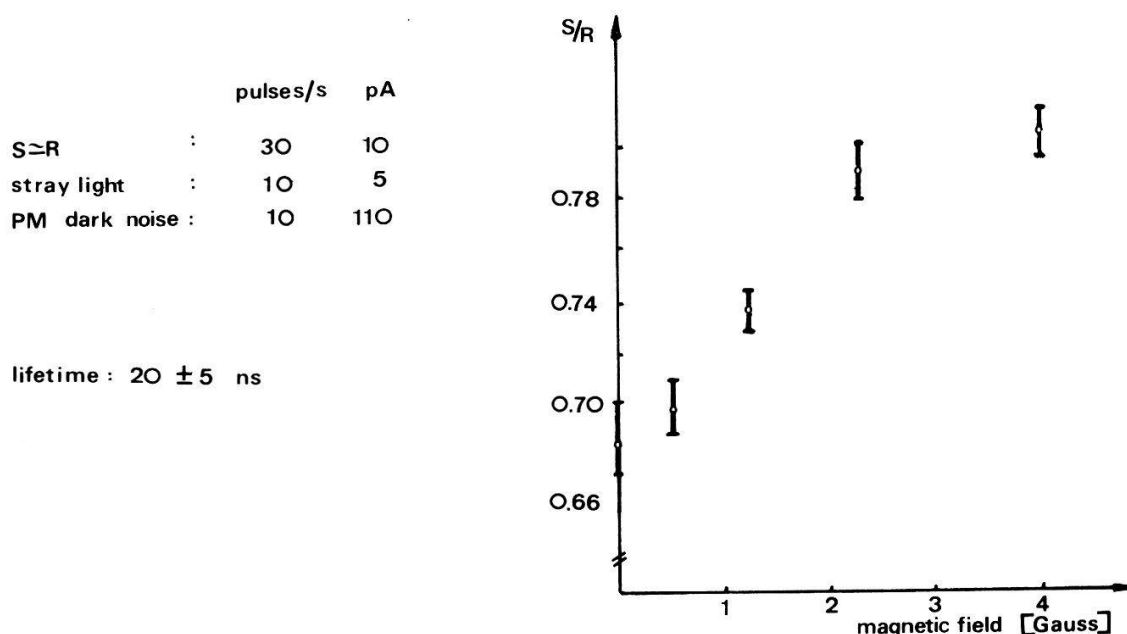


Figure 2
Magnetic depolarization of the 6334.4 Å line of Neon.

The normalized data take the form $S/R \pm \Delta$, where the error Δ is computed under the hypothesis that the emission and absorption of light and also the emission of dark pulses from the P.M are gaussian processes; as the total appearing in the bidirectional counters are the sum of three independent gaussian processes

$$S = (\text{signal} + \text{noise}) - \text{noise},$$

the variance on S is equal to the sum of the variance of each term

$$\sigma_S^2 = \sigma_{\text{sig}}^2 + 2\sigma_{\text{noise}}^2 = S + 2N$$

and can be computed with the formula

$$\Delta^2 = \left(\frac{dS/R}{dS} \right)^2 \sigma_S^2 + \left(\frac{dS/R}{dR} \right)^2 \sigma_R^2.$$

The system was built with TTL elements and has the following characteristics: The highest rate of counting is limited to 1 MHz which is quite sufficient for low level light; the modulation frequency lies between $12.5 \cdot 10^{-3}$ Hz and 2 Hz; the capacity of the bidirectional counters S and R is 10^7 and 10^{10} for the counter N , this was chosen in order to have a precision of at least 2% on the normalized signal S/R as long as the noise pulses flux at the input of the counters is less than 10^3 larger than the signal and reference fluxes.

This system was tested by measuring the life time of the level $2p_8$ of Neon (Paschen notation) by means of a magnetic depolarization experiment on the transition at 6334.4 Å, the $2p_8$ level being excited by electronic collisions [4]. The signal under study is the light polarized along the electron beam, the reference being the light, theoretically constant, polarized along the magnetic field. The results are given in Figure 2. The pulse fluxes have been measured at the input of the counters, the mean D.C. currents at the anode of the P.M are also reported for comparison, the P.M being an EMI 6256S with a gain of 10^6 . The lifetime has been determined graphically by the method of W. Gough [5].

References

- [1] F. ROBBEN, *Appl. Opt.* **10**, 776 (1971).
- [2] M. R. ZATZICK, *Electro-Optical Systems Design* (June 1972), pp. 20, 26.
- [3] J. F. JAMES, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* **137**, 15 (1967).
- [4] A. FAURE, O. NEDELEC and J. C. PEBAY-PEYROULA, *C.R. Acad. Sci.* **256**, 5088 (1963).
- [5] W. GOUGH, *J. Phys. A.* **1**, 704 (1968).

Linienform und Sättigungsverhalten von NMR Linien in magnetisch verdünnten Systemen

VON CH. GABATHULER UND E. BRUN

(Physik-Institut der Universität Zürich)

1. Linienform

Gegeben sei ein diamagnetischer Einkristall, der zwei verdünnte, statistisch verteilte Spinsysteme enthält. Das eine sei ein Kernspinsystem I mit kleiner Isotopenhäufigkeit, das andere ein System paramagnetischer Ionen S geringer Konzentration. Gesucht ist die Form der NMR Linien, wobei vorausgesetzt wird, dass die Linienbreite durch die magnetische Kopplung zwischen I und S Spins bestimmt ist.

Bei genügender Verdünnung kann die theoretische Analyse mit Hilfe der statistischen Spin-Spin-Wechselwirkung [1] erfolgen. Sie beruht im wesentlichen auf der exakten Berechnung eines Zwei-Teilchen-Systems, bestehend aus einem Kernspin I und einem elektronischen Spin S mit dem Hamiltonoperator

$$\mathcal{H} = g_I \beta \hat{H}_0 \hat{I} + g_S \beta \hat{H}_0 \hat{S} + F_I(\hat{I}) + F_S(\hat{S}) + (g_I g_S \beta^2 / r^3) (\hat{I} \hat{S} - (3/r^2) (\hat{I} \hat{r})(\hat{S} \hat{r})). \quad (1)$$

Die ersten Beiden Terme beschreiben die Zeemanenergie, die nächsten beiden sind die Kristallfeldterme und der letzte stellt die magnetische Dipolwechselwirkung dar. Eine mögliche Austauschwechselwirkung wird vernachlässigt.

Als Basis werden die Vektoren $|\vec{r}, m_I m_S\rangle$ gewählt, wobei $\vec{r}$ der Abstandsvektor und m_I, m_S die magnetischen Quantenzahlen von I und S sind. Durch numerische Diago-

nalisation erhält man die Energieeigenwerte $E_n(\vec{r})$ mit den dazugehörigen Eigenvektoren $|\varphi(\vec{r})\rangle_n$

$$\mathcal{H}|\varphi(\vec{r})\rangle_n = E_n(\vec{r})|\varphi(\vec{r})\rangle_n \quad (2)$$

$$|\varphi(\vec{r})\rangle_n = \sum_m C_{nm}(\vec{r})|\vec{r}, m_I m_S\rangle_m \quad (3)$$

Die $\vec{r}$ -Vektoren verbinden Gitterplätze und nehmen so nur diskrete Werte an. Sie werden durch einen oberen Wert R begrenzt, der sich aus der Konzentration der paramagnetischen Ionen berechnen lässt.

Das Absorptionsspektrum $f(\nu)$ des senkrecht zu H_0 eingestrahlten RF -Feldes erhalten wir durch Summation über alle möglichen Eigenwertdifferenzen $|E_a(\vec{r}) - E_b(\vec{r})|$:

$$f(\nu) = \sum_{|\vec{r}| \leq R} \sum_{a,b} |J_{ab}|^2 \delta(\nu - |E_a(\vec{r}) - E_b(\vec{r})|/h), \quad (4)$$

$$J_{ab} = \langle \varphi(\vec{r}) |_a I_x | \varphi(\vec{r}) \rangle_b. \quad (5)$$

Die erste Summe läuft über die durch R begrenzten Abstandsvektoren. Bei der zweiten Summe bestimmen die Indices a, b die interessierenden NMR-Übergänge. J_{ab} ist das entsprechende Übergangsmatrixelement. Für die Dichtefunktion, die der gesuchten Linienform entspricht, erhält man

$$F(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\nu}^{\nu+\Delta\nu} f(\nu) d\nu. \quad (6)$$

2. Spindynamik und Sättigungsverhalten

Das Sättigungsverhalten der NMR Linien wird durch die Zeitkonstanten der verschiedenen, gekoppelten Systeme bestimmt. Dazu gehören die Spin-Gitter-Relaxationszeiten τ_{1I} und τ_{1S} , wobei bei tiefen Temperaturen und kleinen Konzentrationen allgemein $\tau_{1S} \ll \tau_{1I}$ ist. Von Bedeutung ist ferner eine charakteristische Zeitkonstante τ_R [2], die angibt, wie rasch sich die einzelnen NMR Linien nach erfolgter RF -Sättigung erholen. Die Beobachtungszeit τ , die für eine bestimmte NMR Linie benötigt wird, sei so gewählt, dass

$$\tau_{1S} \ll \tau < \tau_R < \tau_{1I}. \quad (7)$$

Es ist zu beachten, dass zu jedem NMR Übergang $m_I \rightarrow m'_I$ 2S verschiedene Resonanzfrequenzen gehören, entsprechend den Einstellmöglichkeiten des S Spins. Bei einem Resonanzdurchgang werden diese sequentiell abgetastet, wobei infolge (7) bei genügend starker RF -Amplitude eine progressive Sättigung eintritt. Ist σ der Sättigungsparameter, so ist das Absorptionsspektrum bestimmt durch

$$f(\nu, \sigma) = \sum_{|\vec{r}| \leq R} \sum_n^{2S} |J_{m_I m'_I}|^2 \delta(\nu - \nu_n) P_n(\sigma) \quad (8)$$

mit

$$P_n(\sigma) = \left(1.0 - \sum_{i=1}^n P_i(\sigma) \right) \sigma \quad (9)$$

und

$$\nu_n = |E(\vec{r})_{m_I m_S} - E(\vec{r})_{m'_I m_S}|/h. \quad (10)$$

Die Linienform berechnet sich gemäss

$$F(\nu, \sigma) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\nu}^{\nu + \Delta\nu} f(\nu, \sigma) d\nu \quad (11)$$

Der Index n der zweiter Summe in (8) ist je nach Durchgangsrichtung von tiefer zu hoher Frequenz oder umgekehrt zu nehmen.

Auf Grund dieser Ueberlegungen wurde ein Computerprogramm geschrieben und am Beispiel von $\text{TiO}_2:\text{Cr}^{3+}$ Rechnungen durchgeführt, deren Ergebnisse mit den experimentellen Werten übereinstimmen. Das Kernsystem bilden die ^{17}O Kerne [3] (natürliche Isotopenhäufigkeit 0,034%) und die paramagnetischen Ionen Cr^{3+} sind mit einer Konzentration von 0,05% vorhanden [4].

Literatur

- [1] W. J. C. GRANT und M. W. P. STRANDBERG, Phys. Rev. 135, A715, A727 (1964).
- [2] CH. GABATHULER et al., Congress AMPERE (1972), Turku.
- [3] CH. GABATHULER, Helv. Phys. Acta 45, 898 (1972).
- [4] H. J. GERRITSEN et al., Phys. Rev. Letters 2, 153 (1959).

Dynamische Kernpolarisation in Al_2O_3 : Vorzeichenbestimmung der Quadrupolkopplungskonstanten und Spintemperaturmessung von ^{17}O

VON P. BÖSIGER, CH. GABATHULER und E. BRUN
(Physik-Institut der Universität, Zürich)

Die Bestimmung der Vorzeichen von Quadrupolkopplungskonstanten in Festkörpern ist bei Spintemperaturen der Grössenordnung $T_s = \hbar\omega/k_B$ möglich. Solche Temperaturen können in $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$ mittels dynamischer Kernpolarisation erreicht werden. Auf Grund des Vergleichs der relativen Intensitäten der Kernresonanz-Signale von ^{17}O wurde für $e^2qQ/\hbar = 2,167$ MHz [1] ein positives Vorzeichen ermittelt. Das Ergebnis stimmt mit den Modellrechnungen von Hafner [2] überein. Zugleich war die Bestimmung der durch dynamische Kernpolarisation erreichten Spintemperatur von ^{17}O zu 6×10^{-30} °K möglich.

- [1] E. HUNDT, Dissertation, Universität Zürich, 1972.
- [2] S. HAFNER und M. RAYMOND, J. Chem. Phys. 49, 3570 (1968).

Magnetische Metalle

Magnetic Excitations in NdSb

by A. FURRER

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung, Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303 Würenlingen, Switzerland)

W. J. L. BUYERS

(A.E.C.L., Chalk River, Ontario, Canada)

R. M. NICKLOW

(Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, 37830 Tennessee, U.S.A.)

and O. VOGT

(Laboratorium für Festkörperphysik, E.T.H., 8049 Zürich, Switzerland)

To be published in Phys. Rev.

Phonon Dispersion in NdSb

by A. FURRER

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung, Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303
Würenlingen, Switzerland)

and N. WAKABAYASHI

(Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, 37830 Tennessee, U.S.A.)

To be published in Phys. Rev.

Kristallfeldauspaltung in (Seltenen Erden) Al_2 Verbindungen

von H. HEER und A. FURRER

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung, Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303
Würenlingen, Schweiz)

J. KJEMS

(A.E.C. Research Establishment, Risø, 4000 Roskilde, Dänemark)

and H.-G. PURWINS und E. WALKER

(Dépt. de Physique de la Matière Condensée, Université, 1211 Genève)

Eine Publikation ist in Vorbereitung.

Dynamische magnetische Effekte in Systemen Seltener Erden

von H. HEER und A. FURRER

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung, Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303
Würenlingen, Schweiz)

Eine Publikation ist in Vorbereitung.

Magnetische Eigenschaften von Seltenen Erden-Kobalt-Verbindungen

von A. MENTH und H. P. KLEIN

(Brown Boveri Forschungszentrum, 5401 Baden)

Die Magnetisierung, ihre Anisotropie und die magnetische Suszeptibilität einiger intermetallischen Verbindungen der leichten seltenen Erden mit Kobalt ($RE Co_5$) wurden als Funktion des angelegten Magnetfeldes und der Temperatur gemessen. Aus den Messungen wurde die Anisotropiekonstante K_1 und die Sättigungsmagnetisierung

als Funktion von T bestimmt. Die extrem hohen Werte von K_1 und die Tatsache, dass polykristalline Proben, die ein Koerzitivfeld aufweisen, untersucht wurden, erschwerten die Auswertung (vgl. Beitrag von J. Bernasconi und S. Strässler). Die Resultate werden auf der Basis der atomaren Struktur der Verbindungen diskutiert und ihre Bedeutung für die Anwendung solcher Materialien als Permanent-Magnète beschrieben.

Phaenomenologisches Modell fuer Hartmagnete

von J. BERNASCONI und S. STRÄSSLER

(Brown Boveri Forschungszentrum, 5401 Baden)

Ein einfaches phänomenologisches Modell zur Beschreibung der Ummagnetisierungsvorgänge in uniaxialen ferromagnetischen Systemen wird diskutiert. Speziell werden $h_c(\theta)$ -Kurven berechnet (h_c = Koerzitivfeld, θ = Winkel zwischen äusserem Magnetfeld und leichter Achse). Ein einziger phänomenologischer Parameter $\bar{B}$ beschreibt die Stärke der Kopplung eines für die Ummagnetisierung kritischen Teilgebietes an seine Umgebung. Das Modell enthält als Grenzfälle den Stoner-Wohlfarth-Mechanismus ($\bar{B} = 0$) und das Kondorsky-Verhalten ($\bar{B} \rightarrow \infty$). Die theoretischen Resultate korrelieren sehr gut mit experimentellen Ergebnissen.

Susceptibilité en champs élevés d'alliages ferromagnétiques à base de nickel

par F. ACKER et R. HUGUENIN

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

La susceptibilité en champs élevés, χ_{HF} , de plusieurs alliages ferromagnétiques de nickel avec V, Cr, Mo, W, Cu, Au, Al et Ga a été mesurée, à 4,2°K, à l'aide d'un solénoïde supraconducteur ($H_{max} = 68$ kOe) et d'un magnétomètre de type Foner.

Pour la plupart de ces alliages χ_{HF} dépend en premier lieu de l'aimantation spécifique molaire, indépendamment du soluté, et augmente fortement au voisinage de la concentration critique ferromagnétique. La présence d'inhomogénéités de concentration ou de 'clusters' magnétiques au sein des alliages se manifeste par une diminution notable de χ_{HF} .

Contribution des fluctuations de spins au pouvoir thermoélectrique du fer

par W. M. MACINNES et R. HUGUENIN

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

Le pouvoir thermoélectrique du fer est analysé en utilisant la formule de Mott et la théorie de Fisher et Langer pour la diffusion par les fluctuations de spins. On suppose que 1) la résistivité due aux phonons varie linéairement avec la température, 2) les transformations de phases affectent peu les contributions au pouvoir thermoélectrique due aux phonons et à la diffusion incohérente (vecteurs d'ondes $\gg k_F$) par les fluctuations

de spins. La diffusion cohérente (vecteurs d'ondes $\sim 2k_F$) étant négligeable dans la phase cubique à faces centrées du fer, on obtient la contribution de cette diffusion au voisinage de T_c . Sa dépendance en fonction de la température est en bon accord avec les résultats de diffusion de neutrons.

NMR Study of La_3In and La_3Tl Intermetallic Compounds

by J. L. PAGE, P. DESCOUTS and B. PERRIN
(University of Geneva)

We have investigated the magnetic properties of the intermetallic compounds La_3In and La_3Tl in the normal state by CW and pulse NMR techniques. The ^{115}In NMR Knight shift and spin lattice relaxation time T_1 in La_3In were measured from 8°K to room temperature and found to be strongly temperature dependent ($K_{\text{In}} = 0.058\%$ at RT and -0.150% close to T_c ; $(T_1 T)_{\text{In}} = 0.618 \text{ sec}^\circ\text{K}$ at 77°K and $0.44 \text{ sec}^\circ\text{K}$ close to T_c). The $^{203, 205}\text{Tl}$ NMR Knight shift in La_3Tl was also found to be strongly temperature dependent ($T_{\text{Tl}205} = +0.319\%$ at RT and -0.265% close to T_c). Our results suggest a strong p core polarisation, temperature dependent on the In and Tl sites and a d density of states, high and temperature dependent from the La $5d$ electrons.

Calculation of the Anomalous Hall Effect in Cerium Alloys

D. SORG and G. S. COHEN
(Université de Genève)

The anomalous Hall effect is calculated for a dilute system with cerium impurities. The impurities are described by the Coqblin-Schrieffer Hamiltonien [1] together with a charge contrast potential. The latter is necessary to obtain a non-zero Hall effect. This potential is expanded in spherical harmonics, and it is found that only certain partial waves can contribute. The effect is described by the transverse resistivity, which is calculated using a method based on that of Götze and Wölfle [2] to third order in the scattering potential.

References

- [1] B. COGBLIN and J. SCHRIEFFER, Phys. Rev. 185, 847 (1969).
- [2] W. GÖTZE and P. WÖLFLE, Phys. Rev. B6, 1226 (1972).

Nichtmetalle-Anregungsmoden

Anomale Ultraschallabsorption in Wismut-Germaniumoxid und isomorphen Verbindungen

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

Erscheint demnächst in J. Appl. Phys.

Kritische Opaleszenz in SrTiO_3

von E. F. STEIGMEIER, H. AUDERSET und G. HARBEKE

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Wir berichten über Messungen der kritischen Opaleszenz und ihrer Temperaturabhängigkeit an der strukturellen Phasenumwandlung ($T_c = 108 \text{ K}$) in SrTiO_3 . Oberhalb und unterhalb T_c haben wir, erstmals an einer Festkörper-Umwandlung, die Winkelabhängigkeit der Streulichtintensität (unter 5° , 90° und 175°) bestimmt. Die Ergebnisse lassen sich im Rahmen der Theorie der kritischen Opaleszenz von Ornstein und Zernike interpretieren. Wir finden jedoch, dass in SrTiO_3 – im Gegensatz zu dem bei Flüssig-Gas-Umwandlungen beobachteten Fall – das Licht direkt an die Phononendichteschwankungen (Entropiefluktuationen oder 'central mode') ankoppelt, entsprechend der Theorie von Wehner und Klein, und nicht indirekt über eine frequenzabhängig gedämpfte 'soft mode'.

Ausführlichere Mitteilungen finden sich in:

- [1] E. F. STEIGMEIER, H. AUDERSET und G. HARBEKE, *Solid State Commun.* 12, 1077 (1973).
- [2] E. F. STEIGMEIER, H. AUDERSET und G. HARBEKE, in *Proceedings Nato Advanced Study Institute on 'Anharmonic Lattices, Structural Transitions and Melting'*, Ustaoset, Norway, April 24–May 1, 1973 (Noordhoff International Publishing, Leiden), to be published.

Die Struktur der Tieftemperaturphase von $\text{Ag}_2\text{H}_3\text{IO}_6$

von J. ROOS und R. KIND

(Lab. f. Festkörperphysik ETH, Hönggerberg, 8049 Zürich)

Die TT-Phase von $\text{Ag}_2\text{H}_3\text{IO}_6$ wurde mit Methoden der magn. Kernresonanz untersucht. Kenntnisse über die EFG-Tensoren am Orte der Iodkerne, welche sich in Zentren von nahezu regulären Sauerstoffoktaedern befinden, geben Aufschluss über die Struktur. Die Resonanzübergänge im Iodspinsystem müssen wegen ihrer grossen Linienbreite durch Crossrelaxation mit dem Protonenspinsystem detektiert werden. Die Messungen wurden bei $T = -100^\circ\text{C}$ im Frequenzbereich von 4 bis 90 MHz durchgeführt. Es konnten zwei Iodplätze mit verschiedenen EFG-Tensoren festgestellt werden. Die zugehörigen Quadrupolkopplungskonstanten und Asymmetrieparameter ergeben sich zu: $e^2qQ/h = 26,5 \text{ MHz}$, $\eta = 0,41$ bzw. $e^2Q/h = 114,3 \text{ MHz}$, $\eta = 0,71$. Die grösste Tensorhauptachse bildet mit der hexagonalen c -Achse einen Winkel von 10° bzw. 80° . Es treten Domänen auf, welche durch 120° -Rotationen um die hexagonale c -Achse zur Deckung gebracht werden können. Diese Daten führen zu einem Strukturmodell mit vier antipolaren Untergittern. Erste Resultate dielektrischer Messungen stimmen mit dieser Vorstellung überein.

Bielectronen in BiI_3 ?

VON W. CZAJA, G. HARBEKE, L. KRAUSBAUER, E. MEIER, B. J. CURTIS und H. BRUNNER

(Laboratories RCA Ltd., Badenerstrasse 569, 8048 Zürich)

und E. TOSATTI

(z.Zt. Cavendish Lab., Cambridge)

BiI_3 kristallisiert in einer Schichtstruktur (Punktgruppe D_{3d}). Gross und Mitarbeiter [1] haben ein Absorptions-Spektrum von 4 Linien in der Nähe der Bandkante als

inverse Balmer-Serie eines durch Coulomb-Kräfte gebundenen Zwei-Elektronen-Komplexes mit negativer reduzierter Masse gedeutet. Wir berichten über eigene Messungen der Absorption + Photolumineszenz in Abhängigkeit der Polarisation des Lichtes, der Temperatur und der Vorbehandlung der Proben. Es zeigt sich leider, dass diesem faszinierenden Modell mit Skepsis begegnet werden muss. Die Experimente lassen eine Deutung der Spektren auf Grund eines Donator-Acceptor-Paar Modells verursacht durch Bi-Fehlordnung als plausibler erscheinen.

Literatur

- [1] E. F. GROSS, N. V. STAROSTIN und R. I. SHEKHMAMET'EV, Sov. Phys. Solid State *13*, 2850 (1972).

Kristallfeld-Aufspaltung in Wannier-Exzitonen

von W. CZAJA

(Laboratories RCA Ltd., Badenerstrasse 569, 8048 Zürich)

Die Wellenzahlabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten kann eine Kristallfeld-Aufspaltung in Wannier-Exzitonen verursachen [1]. Es werden Ergebnisse einer Rechnung für ein schwach gebundenes Exziton in GaP mitgeteilt, die in guter Uebereinstimmung mit Experimenten stehen. Die Bedeutung dieser Analyse für die Theorie der Kristallfeld-Aufspaltung wird diskutiert.

Literatur

- [1] E. I. RASHBA, Sov. Phys. Solid State *12*, 2391 (1971), behandelt ein verwandtes Problem.

Magneto-Stark Effekt in GaSe

von E. MOOSER und M. SCHLÜTER

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF, Lausanne)

und J. L. BREBNER

(Département de Physique, Université de Montréal)

Innere- und Schwerpunktsbewegung eines Exzitons, das sich senkrecht zu einem äusseren Magnetfeld bewegt, werden durch dieses Feld über den Term $K \cdot A(x)$ miteinander gekoppelt. Dieser Störoperator mischt s - und p -Zustände des Exzitons derart, dass die ohne Feld nicht beobachtbaren p -Zustände in einem optischen Absorptionsexperiment sichtbar werden. Die relative energetische Lage dieser Zustände zeigt, dass im GaSe der Anisotropieparameter

$$A = \frac{\mu_{\parallel}}{\mu_{\perp}} \cdot \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} < 1$$

sein muss.

Emissionsspektren von GaSe bei Extrem Hoher Anregung

von J. BILLE¹⁾, A. MERCIER und J. P. VOITCHOVSKY
(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF, Lausanne)

und F. St. v. BOJNICIC-KNINSKI
(Institut für angewandte Physik, Universität Karlsruhe)

In GaSe wurden Kathodolumineszenz- und Photolumineszenzspektren im Temperaturbereich von 2 K bis 300 K untersucht. Die maximale Anregung betrug 2 MW/cm². Bei noch höheren Anregungen werden die Oberflächen der Kristalle zerstört. Bei tiefen Temperaturen wird bei hoher Anregung eine neue Emissionslinie beobachtet, die um eine Exzitonenbindungsenergie gegenüber der Linie des freien Exzitons langwellig verschoben ist. Diese Linie wird der Exziton-Exziton Streuung zugeschrieben. Bei Temperaturen oberhalb 100 K verschiebt sich die Extralumineszenzlinie mit wachsender Temperatur stärker als die Linie des freien Exzitons zu niedrigeren Energien. Diese Verschiebung lässt sich auf den Exziton-Elektron Streuprozess zurückführen.

¹⁾ Ständige Adresse: Institut für angewandte Physik, Universität Karlsruhe.

Spektrale thermische Emission von LiF-Schichten im langwelligen Infrarot

von R. KÄLIN und F. K. KNEUBÜHL
(Labor für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Wir haben die spektrale thermische Emission von LiF-Schichten auf Metallsubstrat im Wellenlängenbereich von 30 μm bis 140 μm gemessen. Die Schichtdicken variieren von 0,25 μm bis ca. 25 μm . Es werden verschiedene Resonanzen beobachtet, deren Anzahl und Lage von der Schichtdicke abhängen. Neben der Polarisationsrichtung wird auch die Winkelabhängigkeit der emittierten Strahlung untersucht. Die experimentellen Resultate werden mit der Theorie der 'virtual modes' von Fuchs and Kliever diskutiert.

Formale Aspekte eines Modelles von C. Jaccard [1] für die elektrischen Eigenschaften von Eis

von M. HUBMANN
(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, Höggerberg, 8049 Zürich)

Die vielen, teilweise unbekannten Grössen, die in das Modell von Jaccard eingehen, erschweren die Konfrontation mit dem Experiment. Es lässt sich zeigen:

Die unbekannten Grössen lassen sich zu 3 Modellparametern ($\sigma^+ + \sigma^-$), ($\sigma^L + \sigma^D$) und $Q = qb/\epsilon$ zusammenfassen, die aus den experimentellen Grössen σ_0 , σ_∞ , τ über ein

System von drei nichtlinearen Gleichungen berechnet werden können. Die Leitfähigkeiten σ^i sind durch Konzentration n_i , Mobilität μ_i und effektive Ladung p resp. q gegeben nach den Formeln $\sigma_{\pm} = \text{const. } p n_{\pm} \mu_{\pm}$ und $\sigma^{\text{LD}} = \text{const. } q n_{\text{LD}} \mu_{\text{LD}}$.

Nach Elimination von $(\sigma^+ + \sigma^-)$ und $(\sigma^{\text{L}} + \sigma^{\text{D}})$ reduziert sich das System auf die Form $P_5(Q) = 0$. $P_5(Q)$ ist hier ein Polynom vom Grad 5 in Q . Für reines Eis sind alle 5 Lösungen reell. Aus der Forderung, dass die effektiven Ladungen $p, q > 0$ folgt, dass nur Lösungen im Intervall $0 < Q < 0,5$ sinnvoll sind. Für reines Eis liegen 2 Lösungen in diesem Intervall. Die eine ergibt $\sigma^{\text{L}} + \sigma^{\text{D}} \gg \sigma^+ + \sigma^-$, die andere $\sigma^+ + \sigma^- \gg \sigma^{\text{L}} + \sigma^{\text{D}}$.

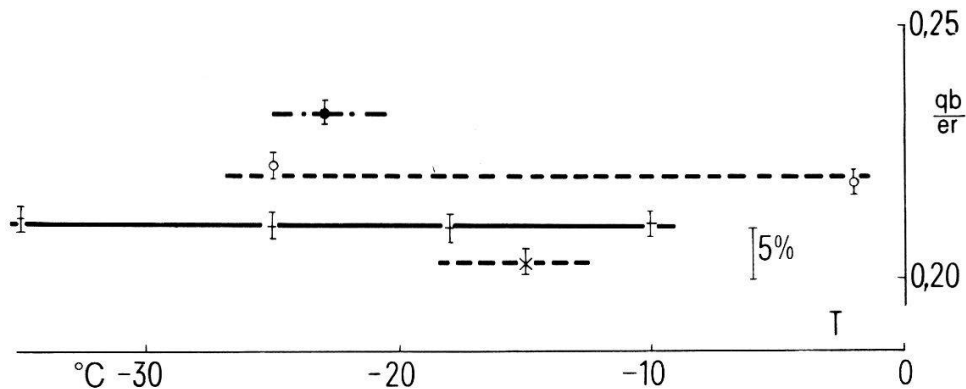


Figure 1

Temperatur- und Druckabhängigkeit der effektiven Ladung.

Für reines Eis, wo $\sigma_0 \ll \sigma_{\infty}$, hängt Q fast nicht von σ_0 ab. Näherungsweise gilt in diesem Fall

$$Q^2 \simeq \frac{9}{4} \frac{rkT}{8^2 \sqrt{3}} \sigma_{\infty} \tau \quad \text{für die Lösung mit } \sigma^{\text{L}} + \sigma^{\text{D}} \gg \sigma^+ + \sigma^-$$

Aus Messungen an reinen Eis-Einkristallen, die in unserem Labor gemacht wurden, ergibt sich dass Q im Temperaturbereich von ca. $-30 \dots 5$ C sehr gut konstant ist, obschon sowohl τ als auch σ_{∞} ummehr als eine Grössenordnung variieren. Ebenso ist höchstens eine geringe Druckabhängigkeit der Grösse Q im Bereich 1 at $\dots$ 2000 at (hydrostat.) zu erkennen. Einzig von Kristall zu Kristall ist eine Streuung der Werte vorhanden. Im Rahmen der Messgenauigkeit kann die Variation der Gitterdimensionen b, r vernachlässigt werden. Somit ergeben sich hier mit $r = 2,76 \text{ \AA}$ und $b = 0,96 \text{ \AA}$ die effektive Ladungen.

$$\text{Feld } E \perp C \quad p/e = 1,92 \pm 0,05; \quad q/e = 0,60 \pm 0,025$$

$$\text{Feld } E \parallel C \quad p/e = 1,80 \pm 0,06; \quad q/e = 0,65 \pm 0,03$$

Es kann gezeigt werden, dass für durchaus realistische Werte für $\tau, \sigma_0, \sigma_{\infty}$ keine Lösungen im Intervall $0 < Q < 0,5$ existieren. Aus Messungen an HF-dotiertem Eis, für die das Modell ebenfalls Gültigkeit hat, ist ersichtlich, dass möglicherweise keine Lösung in diesem Intervall besteht. Dies würde eine, allerdings kleine, Abweichung vom Modell bedeuten.

Literatur

[1] C. JACCARD, *Helv. Phys. Acta* **32**, 89 (1959).

*Métalle-Energieniveaus***Effet dimensionnel en radio-fréquence dans le cadmium**

par W. M. MACINNES, P. A. PROBST et R. HUGUENIN

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

Nous avons étudié la dépendance en fonction du champ magnétique H , des pics de résonance du Cadmium quand H tourne dans le plan de l'échantillon (normale $[11\bar{2}0]$) et quand H est incliné par rapport à ce plan, le courant radio-fréquence étant respectivement perpendiculaire et parallèle à H . Cette étude confirme les dimensions de la surface de Fermi du Cadmium et montre d'autre part qu'un modèle géométrique simple permet d'expliquer la dépendance angulaire de ces pics. La forme du signal de résonance correspond à certaines prédictions théoriques.

Dépendance en température du libre parcours moyen des électrons du cadmium

par P. A. PROBST, W. M. MACINNES et R. HUGUENIN

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

Nous avons étudié la dépendance en température des amplitudes des pics de résonance dans un échantillon de Cadmium. Nos résultats indiquent que le libre parcours moyen l des électrons diffusés par les impuretés est anisotrope. La dépendance en température de l^{-1} peut être représentée par une fonction T^n ; l'exposant n est anisotrope et dépend fortement du type d'orbite.

Magnetostriction oscillatoire et influence d'une tension uniaxiale sur la surface de Fermi du molybdène

par A. BIELL et R. GRIESSEN

(Laboratoire de Physique du corps solide de l'EPF, Zurich)

et M. POSTERNAK

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

Nous avons mesuré le moment de torsion τ associé à l'effet de de Haas-van Alphen et la magnetostriction oscillatoire ϵ à 1,25 K dans des champs magnétiques jusqu'à 22 kOe. Les oscillations observées correspondent à des orbites extrémales des lentilles électroniques de la surface de Fermi dans la 5^{ème} bande. Combinant les valeurs pour τ et ϵ nous avons déterminé l'influence d'une tension uniaxiale sur l'aire A de différentes orbites extrémales des lentilles. Pour une tension uniaxiale dans la direction $[001]$ et un champ magnétique dans la direction $[110]$, $(1/A) (dA/d\sigma) = 1,2 \pm 0,2 \cdot 10^{-6} \text{ bar}^{-1}$ pour les lentilles situées sur l'axe de distorsion et $(1/A) (dA/d\sigma) = 0,0 \pm 0,3 \cdot 10^{-6} \text{ bar}^{-1}$ pour les lentilles dans le plan perpendiculaire à l'axe de distorsion. Ces valeurs expérimentales sont comparées aux prédictions d'un modèle de liaisons fortes pour la bande d du molybdène.

La photoémission par rayons X appliquée à l'étude des terres rares métalliques

par Y. BAER et G. BUSCH

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH-Z, Hönggerberg, 8049 Zürich)

La photoémission par rayons X (XPS) se différencie de la photoémission dans l'ultra-violet (UPS) aussi bien sur le plan expérimental que par la nature des résultats obtenus. On va discuter brièvement quelques aspects caractéristiques de la photoémission à haute énergie. Les spectres XPS des terres rares métalliques illustrent fort bien les possibilités de cette méthode. Ils font apparaître au-dessous du niveau de Fermi une structure relativement étroite correspondant à la densité des états d de la bande de valence. Le niveau 4f dans les terres rares légères se présente comme un pic isolé correspondant à un état localisé. Pour les éléments plus lourds, plusieurs structures apparaissent, qui peuvent s'expliquer par la multitude des états finaux excités intervenant dans une couche 4f incomplète.

Résonance acoustique nucléaire dans un monocristal de V^3Si

par J. BUTTET

(D.P.M.C. Université de Genève)

et K. LÄUGER

(Dépt. de Physique, Université de Constance)

La résonance acoustique nucléaire du V^{51} a été observée dans l'état cubique ($T > T_m$) et tétragonal ($T < T_m$) d'un monocristal de V^3Si^1 . Au-dessus de la transition martensitique ($T > T_m$) le spectre caractéristique d'une symétrie axiale est décrit par les paramètres suivants: $K_{iso} = 0,54 (\pm 0,01) \%$, $K_{axial} = 0,045 (\pm 0,01) \%$, $e^2 q Q / h = 2,920 (\pm 15)$ MHz. Au-dessous de la transition martensitique, nous observons un dédoublement des raies, interprété par la création de deux sites inéquivalents du V^{51} , avec des Knights shifts et des gradients de champ électrique différents. La possibilité d'une symétrie non axiale ainsi que la détermination de l'orientation de l'axe c dans le crystal sont discutées.

¹⁾ Prêté par Bell's Lab., $RR = 60$, $T_m = 21,3^\circ K$.

Supraleiter

Influence du pouvoir thermoélectrique de l'état normal sur la dynamique de l'état intermédiaire

par F. ROTHEN, P. LAENG et L. RINDERER

(Institut de physique expérimentale de l'Université de Lausanne)

Nous étudions la dynamique de l'état intermédiaire en présence d'un gradient de température. L'effet particulier du pouvoir thermoélectrique du métal normal calculé par l'un de nous [1] est discuté et comparé avec l'expérience [2].

Références

[1] F. ROTHEN, Phys. Letters **24A**, 291 (1972).

[2] P. LAENG et L. RINDERER, à paraître dans Helv. Phys. Acta.

Transfert de chaleur dans l'état intermédiaire le long d'une paroi interphase: extension du modèle de A. F. Andreev [1]

par J.-M. SUTER, F. ROTHEN et L. RINDERER

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

Dans une précédente communication [2], nous avons signalé la mise en évidence expérimentale d'un nouvel effet de dimension: la résistivité thermique longitudinale dans un état intermédiaire composé de lamelles parallèles entre elles est augmentée considérablement par la réflexion des excitations sur les parois interphases, dès que le libre parcours moyen est du même ordre de grandeur que la périodicité de la structure. Cet effet est toutefois plus faible que le modèle d'Andreev [1] ne le laisse prévoir. Nous adaptons ce modèle à la situation expérimentale, en tenant compte de quatre facteurs qui ont été laissés de côté par Andreev.

Références

- [1] A. F. ANDREEV, Soviet Phys. JETP 20, 1490 (1965).
- [2] J.-M. SUTER et L. RINDERER, Helv. Phys. Acta 45, 857 (1972).

Anisotropie der Druck- und Volumeneffekte an Supraleitendem Indium und Zinn

von H. R. OTT

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Wir haben beim Uebergang vom supra- zum normalleitenden Zustand die Längenänderungen an verschiedenen orientierten Indium- und Zinneinkristallen untersucht. Diese Längenänderungen sind mit der Druckabhängigkeit des kritischen magnetischen Feldes H_c verknüpft und man findet für diese Druckkoeffizienten beträchtliche Anisotropien. Wir haben auch die Druck- und Volumenabhängigkeiten der kritischen Temperatur T_c , der elektronischen spezifischen Wärme γ sowie des Elektron-Phonon-Kopplungsparameters λ berechnet und die Anisotropieeffekte für verschiedene Deformationen untersucht. Die Ergebnisse werden kurz im Rahmen der mikroskopischen Theorie der Supraleitung diskutiert.

(Die Arbeit wurde zum Teil durch den Schweizerischen Nationalfonds finanziell unterstützt.)

Pinning Enhancement in Superconducting Films with Periodically Modulated Thickness

by J. L. OLSEN, P. MARTINOLI and O. DALDINI

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

and G. BERNER

(AFIF, ETH, Zürich)

We present an experimental investigation of vortex line pinning due to periodic thickness modulation of superconducting films. This kind of experiment allows the

study of a well-defined pinning configuration. In our case, a pinning enhancement is produced by the periodic variation of the flux line energy, which can be easily calculated. As a consequence, the vortex line density is also periodic, showing maxima at thickness minima, as expected from simple energy considerations. This flux distribution gives rise to an enhancement Δj_c of the critical current density. The experiments were performed on granular Al-films. The thickness modulation was obtained by reproducing a grating on the film surface using a photoresistive technique. The experimental results show a pronounced peak of Δj_c at a magnetic field approximately equal to that for which one expects matching between the vortex lines lattice and the periodic film structure.

Das Verhalten von Filamentsupraleitern und kleinen Filamentsupraleiter-Magneten in schnellveränderlichen Magnetfeldern

von K. KWASNITZA

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich)

und I. HORVATH

(A. G. Brown Boveri & Cie, Werk Oerlikon)

Kleine Filamentsupraleiter-Magnete wurden mit konstantem $|dH/dt|$ gepulst (Zyklus: 0 kOe– $H_{\max}$ –0 kOe) und die auftretenden Verluste kalorimetrisch und mit einer el. Multiplikatormethode in Abhängigkeit von $H_{\max}$ und dH/dt ($1 \text{ kOe/s} \leq dH/dt \leq 100 \text{ kOe/s}$) gemessen. Ferner wurde ein Filamentsupraleiter-Magnet mit einem Gleichstrom betrieben, dem ein Wechselstrom ($0,5 \text{ Hz} \leq f \leq 100 \text{ Hz}$) überlagert war. Die von Morgan für höhere Frequenzen theoretisch vorausgesagte Abnahme der im Filamentsupraleiter durch die interfilamentären Matrixströme verursachten Verluste pro Zyklus konnte experimentell bestätigt werden. Schliesslich wird berichtet über Magnetisierungsmessungen an Filamentsupraleitern in schnellveränderlichen Magnetfeldern.

Eindimensionale Leiter

The Peierls Distortion and the Semiconductor-to-Metal Transition

by M. J. RICE and S. STRÄSSLER

(Brown Boveri Research Center, Baden)

We discuss a simple model of a Peierls distortion of a crystalline lattice of co-linear metallic chains. Minimization of the total free energy of the crystal with respect to the amplitude of the Peierls distortion indicates that a BCS type semiconductor-to-metal transition will always occur at a temperature T_c . It is shown that T_c is the temperature at which the phonon frequency at $2k_F$ goes to zero, thus unifying the concept of a one-dimensional Kohn anomaly and Peierls instability.

Anisotropie der elektrischen Leitfähigkeit von $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0,3}\cdot 3\text{H}_2\text{O}$

von H. R. ZELLER

(Brown Boveri Forschungszentrum, Baden/Schweiz)

Mit Hilfe einer von Montgomery entwickelten Methode haben wir die Anisotropie der elektrischen Leitfähigkeit $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp}$ sowie $\sigma_{\parallel}$ und $\sigma_{\perp}$ als Funktion der Temperatur am eindimensionalen Leiter $\text{K}_2[\text{Pt}(\text{CN})_4]\text{Br}_{0,3}\cdot 3\text{H}_2\text{O}$ gemessen. Die Resultate werden zusammen mit diffusen Röntgenstreuexperimenten und inelast. Neutronenstreuungsmessungen diskutiert. Es zeigt sich, dass der stark durch Fluktuationen verschmierte Metall-Halbleiterübergang von der Kohn-Peierls Instabilität des eindimensionalen Elektronensystems herrührt.

Optische Anregung der Plasmaschwingung im eindimensionalen Leiter $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0,3}\cdot 3\text{H}_2\text{O}$

von P. BRÜESCH

(Brown Boveri Forschungszentrum, Baden/Schweiz)

$\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0,3}\cdot 3\text{H}_2\text{O}$ zeigt parallel zur tetragonalen z -Achse hohe elektrische Leitfähigkeit, ist aber senkrecht dazu isolierend. Wir haben die Reflexion $R(\theta, \omega)$ für p -polarisiertes Licht an einer (001)-Fläche eines dicken Einkristalls für verschiedene Einfallswinkel gemessen. Für $\theta \neq 0$ beobachtet man ein Reflexionsmaximum oberhalb der Plasmafrequenz ω_p . Der Imaginärteil $\epsilon_2(\theta, \omega)$ der Dielektrizitätskonstante $\epsilon(\theta, \omega)$ zeigt bei ω_p eine Resonanz. Diese Ergebnisse werden mit Hilfe der Fresnelschen Formeln für anisotrope Medien unter Verwendung der klassischen Dispersionstheorie diskutiert. Ein ähnliches Phänomen wurde erstmals bei den Phononen von Kalkspat beobachtet (J. C. Decius, R. Frech, P. Brüesch; to be published in the Journal of Chemical Physics).

Reflexionsmessungen am eindimensionalen Leiter $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0,3}\cdot 3\text{H}_2\text{O}$ im fernen Infrarot bei 4,2 K und 62 K

von P. BRÜESCH

(Brown Boveri Forschungszentrum, Baden/Schweiz)

An Einkristallen von $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0,3}\cdot 3\text{H}_2\text{O}$ haben wir die Reflexion für parallel und senkrecht zur leitenden z -Richtung polarisiertes Licht zwischen 20 cm^{-1} und 600 cm^{-1} bei 4,2 K und 62 K gemessen. Für $E \perp z$ ist die Reflexion klein (zwischen 5% und 25%) und zeigt Phononen-Strukturen. Für $E \parallel z$ ist die Reflexion hoch (zwischen ca. 60% und 90%), zeigt aber in Abweichung vom Spektrum bei 300 K bei 60 cm^{-1} ein Minimum, das wahrscheinlich durch ein z -polarisiertes Phonon erzeugt wird, an welchem die Pt-Atome beteiligt sind.

*Magnetische Nichtmetalle***Ramanstreuung an EuS**

von A. SCHLEGEL und P. WACHTER

(Lab. f. Festkörperphysik, ETH Zürich, 8049 Zürich)

In einer Rückstreuordnung wurde das Ramanspektrum der magnetisch ordnenden Halbleiter EuO, EuS, EuSe und von Gd dotiertem EuO bei 300 K untersucht. Die Anregung erfolgte mit einem 50 mW He–Cd Laser mit einer Wellenlänge von 441,6 nm. In allen untersuchten Verbindungen (NaCl Struktur) treten Maxima beim Vielfachen einer Grundfrequenz auf. Im Falle des Ferromagneten EuS haben wir die Ramanstreuung oberhalb und unterhalb von $T_c = 16$ K und in einem Magnetfeld untersucht. Zwischen 300 und 30 K nimmt die Intensität der stärksten Ramanlinie (240 cm^{-1}) etwas ab, und zwar in dem Mass, das der Bose Statistik, entsprechend einer Debye Temperatur von 355 K, entsprechen würde. Zwischen 30 und 6 K nimmt die Linienintensität nach einer Spinkorrelationsfunktion ab und bleibt zwischen 6 und 2 K konstant. Ein äusseres Magnetfeld bewirkt nur in der Nähe von T_c eine weitere Intensitätsabnahme. Im Bereich der Ordnungstemperatur und darunter nimmt die Ramanfrequenz um bis zu 20 cm^{-1} zu. Vorläufig wird der Streuprozess einer lokalen Schwingung zugeschrieben.

Influence of Ferromagnetic Spin Clusters on the Domain Structure of Doped Antiferromagnetic EuTe

by J. VITINS and P. WACHTER

(Lab. f. Festkörperphysik, ETH Zürich)

In contrast to pure antiferromagnetic EuTe doped samples show 'weak ferromagnetism' near the magnetic transition temperature and below. This effect can be attributed to ferromagnetic spin clusters. The impurity electrons in the doped crystal were introduced by substituting Te by I. The influence of the ferromagnetic coupling on the domain structure has been investigated by simultaneous observation of both doped and pure samples using a polarizing microscope. In low applied magnetic fields the light becomes totally depolarized due to the Faraday rotation of ferromagnetic spin clusters. Because of statistical fluctuations the individual clusters can not be observed. Thus no long-range ordering between the magnetic clusters can exist. The doped sample shows a strong reduction of contrast in domain structure with rising temperature and a small decrease in the magnetic ordering temperature compared with the pure crystal. This indicates an influence of the clusters on the magnetic transition between the paramagnetic and ordered states.

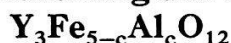
Dotierung und Oberflächenmagnetismus im EuO

von E. KALDIS, K. SATTLER und H. C. SIEGMANN

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH-Z, Hönggerberg, 8049 Zürich)

Die Messung der Spinpolarisation der Photoelektronen zeigt, dass die Oberfläche der ferromagnetischen Isolatoren EuO und EuS paramagnetisch ist. Zur Erklärung der Ergebnisse genügt es, eine einzige paramagnetische Atomlage anzunehmen. Es wurde untersucht, wie das Molekularfeld in der paramagnetischen Oberflächenschicht des EuO von der Art und der Konzentration der Dotierung abhängt. Die Dotierung bewirkt in allen untersuchten Fällen (Ho, Sc, Gd, La) eine Erhöhung des ferromagnetischen Austauschs. Es lässt sich eine Abhängigkeit der Erhöhung von der Grösse und den magnetischen Eigenschaften des eindotierten Atoms feststellen.

Neutronenbeugungsuntersuchung des Néel-Ferrimagnet-Systems



von P. FISCHER und W. HÄLG

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303 Würenlingen)

und E. R. CZERLINSKY

(Air Force Cambridge Research Laboratories, Bedford, Massachusetts, U.S.A.)

Die Verteilung der Eisen- und Aluminiumionen von Y-Fe-Al-Granaten auf die tetraedrischen Positionen 24d (Raumgruppe O_h^{10} -1a3d) und die oktaedrischen Plätze 16a wurden im paramagnetischen Zustand durch nukleare Neutronenstreuung bestimmt. Die Ergebnisse werden mit entsprechenden Resultaten aus Mössbauer-Untersuchungen und makroskopischen magnetischen Messungen verglichen. Durch magnetische Neutronenbeugung bei 4,2 K konnte die Gültigkeit des Néelschen Modelles [1] für die magnetische Struktur nachgewiesen werden. Die geordneten Untergittermagnetisierungen sind infolge der Substitution von Eisen durch Aluminium beträchtlich unter den Wert von $5 \mu_B/\text{Fe}^{3+}$ reduziert.

Literatur

[1] F. BERTAUT, F. FORRAT, A. HERPIN und P. MÉRIEL, *Comptes Rendus (Paris)* **243**, 898 (1956).

Suszeptibilität von HoAsO_4 im Bereich der Néel-Temperatur

von W. BECHER und H. KALBFLEISCH

(Phys. Inst. d. Univ. Karlsruhe, W-Germany)

Die magnetische Suszeptibilität von HoAsO_4 -Einkristallen wurde in Abhängigkeit von Temperatur und Magnetfeld untersucht. Die Substanz ordnet antiferromagnetisch in Richtung ihrer vierzähligen Achse. $\chi_{\parallel}(T)$ hat ein Maximum bei 0,62 K, während die Anomalie der spezifischen Wärme^c bei 0,56 K (Néel-Temperatur) liegt [1].

Bildet man aus der gemessenen $\chi_{\parallel}(T)$ -Kurve die Funktion $\partial(\chi_{\parallel}T)/\partial T$, dann stellt man fest, daß deren Verlauf in der Nähe von T_N mit dem der c -Anomalie übereinstimmt, insbesondere fallen die Extrema der beiden Kurven zusammen, was mit der Beziehung von Fisher [2]

$$c = f(T) \frac{\partial(\chi T)}{\partial T}$$

konform ist. $f(T)$ hängt in der Nähe von T_N schwach von T ab. Eine Bethe–Peierls–Weiss-Analyse zeigt, daß die magnetische Ordnung zu 63% über Austauschwechselwirkung und zu 37% über Dipol–Dipol–Wechselwirkung zustande kommt.

Aus der Suszeptibilität im äußeren Magnetfeld erhält man das Phasendiagramm des metamagnetischen Übergangs. Wegen der großen Anisotropie des Kristallfeldes tritt eine Spinflip-Phase nicht auf.

Literatur

- [1] W. BERKHAHN und H. C. SCHOPPER, priv. Mitteilung.
- [2] M. E. FISHER, Phil. Mag. 7, 1731 (1962).

Elektronische Ladungsdichte in Trigonaalem Se und Te

VON M. SCHLÜTER

(Laboratoire de Physique Appliquée EPF-Lausanne)

Die Bandstrukturen von trigonaalem Se und Te wurden mittels der empirischen Pseudopotentialmethode berechnet. Aus den resultierenden Wellenfunktionen wurden die elektronischen Ladungsdichten ermittelt. Die flachen Energie-Bänder konnten zu Triplets zusammengefasst werden, für die getrennt die Dichteverteilungen berechnet wurden. Ihr unterschiedlicher Charakter sowie die Unterschiede zwischen Se und Te werden diskutiert.

Electronic Band Structure and Chemical Bonds in Semiconductors

by A. BALDERESCHI

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

The properties of the chemical bonds in tetrahedrally coordinated $A^N B^{8-N}$ semiconductors will be obtained from a detailed study of the pseudopotential electronic band structure. The electronic states most affected by chemical bonding will be identified and their energies and wave functions will be used to study chemical properties such as covalency, ionicity and metallization. The same electronic states will be shown to be also responsible for the electronic dielectric screening and a model for the calculation of the dielectric constant will be proposed.

Binding Energy of Shallow Impurities in Semiconductors

by A. BALDERESCHI

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

The energy levels produced in the forbidden energy gap of semiconductors by donor, acceptor and isovalent impurities will be discussed in the case in which the impurity does not appreciably disturb the bonds of the host crystal. The impurity potential will be analyzed and related to the chemical properties of the impurity atom. The dependence of the impurity binding energy on the band structure of the host crystal will be studied using the one-band spherical model and more realistic models which include valley anisotropy, valley degeneracy and band degeneracy. A study of the impurity levels in Si, Ge, and GaP will be given.

Absorption optique et photoluminescence de InI

par F. LÉVY, A. MERCIER et J. P. VOITCHOVSKY

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

Introduction

Les composés monovalents des ions Tl et In avec les halogènes ont été considérés longtemps comme des composés ioniques semblables aux halogénures alcalins. Les résultats de plusieurs recherches [1, 2] montrent que leurs propriétés optiques et électriques les apparentent plutôt aux composés formés par les ions Pb et Bi avec les halogènes, par exemple. La structure cristalline de InI, de symétrie orthorhombique, diffère nettement des structures lamellaires des cristaux hexagonaux comme PbI_2 ou BiI_3 . De même que les composés du Thallium, les monohalogénures d'Indium réunissent ainsi des propriétés que l'on trouve d'habitude dans les cristaux ioniques et d'autre part dans des semiconducteurs à large bande interdite. Ceux-ci présentent en outre l'avantage de pouvoir être synthétisés sous la forme de monocristaux.

Cette communication expose les résultats des mesures d'absorption optique et de photoluminescence du composé InI.

Résultats expérimentaux

Des monocristaux de InI ont été préparés par sublimation sous vide et par la technique de Bridgmann. Des mesures d'absorption optique ont montré à la température de l'azote liquide une anomalie dans le voisinage de l'arête d'absorption (2 eV). Le spectre d'absorption mesuré dans un échantillon de quelques dizaines de microns d'épaisseur est représenté par la courbe pointillée de la Figure 1. L'allure générale du spectre et l'existence d'excitons dans la plupart des composés de la même famille sont des considérations qualitatives qui permettent de suggérer une nature excitonique pour cette transition radiative directe.

Des mesures de photoluminescence ont permis de confirmer l'existence de la transition radiative intense au voisinage de l'arête d'absorption. A la température de l'Hélium liquide, le spectre de photoluminescence se compose de quatre raies d'émission,

à 6154, 6193, 6230 et 6262 Å. La forte intensité de la raie à 6154 Å croît linéairement avec l'intensité d'excitation (laser YAG:Nd). Les trois raies à plus basse énergie sont relativement vite saturées et devraient être mises en relation avec des états d'impuretés dans le cristal.

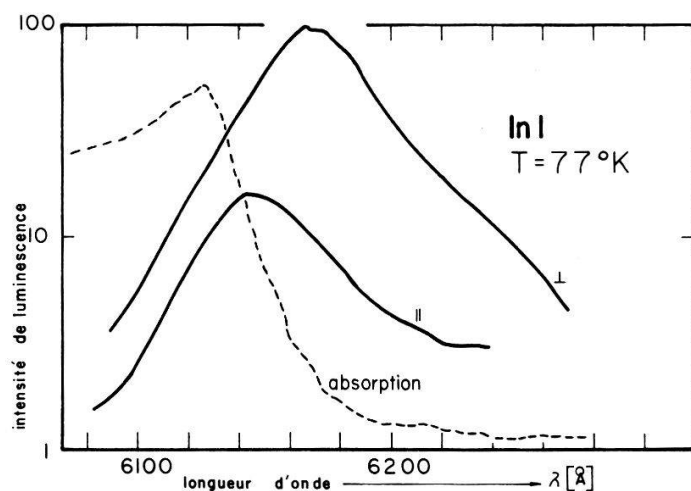


Figure 1
Spectres d'absorption optique (-----) et de photoluminescence (—) de InI.

Quand la température augmente, la ligne d'émission la plus intense peut être résolue en deux contributions polarisées perpendiculairement l'une par rapport à l'autre. L'une se déplace vers les hautes énergies et l'autre vers les basses énergies avec une température croissante. A 77°K, les deux contributions distantes de 8 meV sont représentées par les courbes continues de la Figure 1. Les décalages d'énergies entre les deux pics de luminescence sont résumés dans le tableau I, dans lequel on rappelle la différence d'énergie entre les deux arêtes d'absorption mesurées avec une lumière incidente à plans de polarisation perpendiculaires [3]. Les coefficients de température des deux pics de luminescence valent respectivement 7×10^{-5} et -6×10^{-5} eV/°K.

Tableau I

Séparation d'énergie entre les pics de luminescence et les arêtes d'absorption pour des polarisations perpendiculaires

Température	4,2	77	293	°K
Séparation absorption	—	10	60	meV
luminescence	0	8	60	meV

Discussion

Les structures de bande calculées pour TlBr [2] et pour PbI₂ [4] présentent des caractéristiques communes pouvant servir de base à une discussion qualitative des propriétés optiques de InI.

Une transition optique directe peut correspondre à l'excitation d'un électron de la bande de valence à un minimum de la bande de conduction. Les extrema sont situés au centre d'une face de la zone de Brillouin (X pour TlCl et A pour PbI₂). La bande de

conduction est formée d'états p du cation et la bande de valence est formée d'états p de l'anion mais en plus, d'une très forte contribution d'états s du cation. La transition radiative mesurée dans le InI s'établit entre des états en corrélation avec l'ion Indium. La structure cristalline de InI est caractérisée par des chaînes de cations dans une direction cristallographique et cette anisotropie du champ cristallin est essentiellement responsable de celle des propriétés optiques dans le voisinage de l'arête d'absorption.

Les transitions de natures excitoniques, en rapport avec des états d'origine cationique soulignent la différence entre les halogénures d'In et de Tl d'une part, et les halogénures alcalins d'autre part. On admet en effet, dans ces derniers, qu'en première approximation, les excitons résultent d'excitations localisées des électrons de valence de l'ion halogène.

Les mesures de photoluminescence peuvent être mise en relation avec les spectres d'absorption optique avec lesquels, elles constituent un ensemble consistant d'informations expérimentales sur le composé InI.

Nous tenons à remercier M. le Prof. E. Mooser pour son intérêt constant ainsi que M. H. Berger pour la fabrication des monocristaux. Nous exprimons notre reconnaissance au Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique pour son aide financière.

Références

- [1] R. Z. BACHRACH et F. C. BROWN, Phys. Rev. Letters **21**, 685 (1968).
- [2] H. OVERHOF et J. TREUSCH, Solid State Commun. **9**, 53 (1971).
- [3] F. LÉVY et E. MOOSER, Helv. Phys. Acta **45**, 69 (1972).
- [4] M. SCHLÜTER, en publication.

Effet des impuretés sur les propriétés électriques et sur la photoluminescence du GaSe

par PH. SCHMID, J. P. VOITCHOVSKY et A. MERCIER
(Laboratoire de Physique Appliquée EPF-Lausanne)

Nous avons mesuré la photoluminescence du GaSe à la température de l'hélium liquide sur des monocristaux obtenus dans différentes conditions de croissance et dopés par diverses impuretés. Parallèlement, des mesures électriques effectuées entre 80 et 500°K sur les mêmes cristaux permettent de caractériser la nature et la concentration de ces impuretés. Nous proposons une classification des spectres de photoluminescence liée à la concentration et non à la nature des impuretés.

Photoluminescence à long temps de vie dans le GaSe

par J. P. VOITCHOVSKY et A. MERCIER
(Laboratoire de Physique Appliquée EPF-Lausanne)

La photoluminescence du GaSe a été mesurée en fonction de l'intensité d'excitation et de la température entre 4,2°K et 40°K. Le laser d'excitation, de longueur d'onde égale à 5320 Å, a été utilisé d'une part en régime continu (puissance 4 mW) d'autre part en mode pulsé (puissance de crête 600 W, durée du pulse 200 ns, taux de répétition 2 kHz). Deux types de comportement ont été observés, suivant la pureté et la perfection

des cristaux mesurés. Les spectres des cristaux les plus purs contiennent une série de lignes présentant un long temps de vie. Les propriétés de ces lignes sont décrites et leur cinétique de recombinaison est discutée sur la base d'un modèle simple permettant l'interprétation de leurs comportements en température.

Can the Majority Carrier Density be Decreased by Injection of Minority Carriers?

by H. KIESS and A. ROSE

(Laboratories RCA Ltd., Badenerstrasse 569, 8048 Zurich)

Analysing the carrier transport in semiconductors and insulators van Roosbroeck and Casey came to the conclusion that the carrier flow may be of two principally different types according to whether the dielectric relaxation time is shorter or longer than the lifetime of the injected minority carriers. If the dielectric relaxation time is shorter than the lifetime then according to conventional theory and observation, the space charge of the injected minority carriers is rapidly neutralized and an increase of conductivity is observed. If, however, the neutralization of the space charge cannot be achieved before recombination takes place the majority density according to van Roosbroeck is said to decrease until net zero recombination with local thermal equilibrium is established. In brief, the injection of minority carriers leads surprisingly to an increase in resistivity. We have examined this case and found that the proposal of a decrease in majority carrier density leads to a violation of current continuity. We conclude therefore that the decrease in majority carrier density due to an injection of minority carriers does not take place.

Driftbeweglichkeit der Ladungsträger in GaSe

VON R. MINDER UND I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Inst. f. Angew. Phys. d. Universität Basel)

Mit Hilfe der Transient-Charge Technik wurde in GaSe-Einkristallen die Temperaturabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von Elektronen und Löchern in Richtung parallel zur *c*-Achse gemessen.

Zwischen 5-40 kV/cm ist die Driftgeschwindigkeit der elektrischen Feldstärke proportional, sodass sich für diesen Bereich eine konstante Driftbeweglichkeit bestimmen lässt.

Für die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeiten zwischen 200°–400°K erhielten wir folgendes Resultat:

$$\text{Löcher: } \mu_h \approx 200 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \left(\frac{T}{300^\circ\text{K}} \right)^{-3/2};$$

$$\text{Elektronen: } \mu_e \approx 70 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \left(\frac{T}{300^\circ\text{K}} \right)^{-2}$$

Diese Werte für die Beweglichkeiten und die Exponenten sind mit den von Fivaz u. Mooser in Richtung senkrecht zur c -Achse gemessenen Grössen vergleichbar. Bei der ausgeprägten Schichtstruktur von GaSe wird dies nicht unbedingt erwartet.

Apparatur zur Messung von Punktdefekten in GaP während des Temperns unter P-Druck

von G. Süss

(Institut für Angewandte Physik der Universität Basel)

und W. CzAJA

(Lab. RCA Zürich)

Ueber die Zahl der in einem Kristall im Gleichgewicht vorhandenen Punktdefekte und ihre Einführungsenergie gibt es für einige Substanzen theoretische Arbeiten [1, 2, 3]. Diese beruhen auf Modellvorstellungen und sind in ihren Ergebnissen recht widerspruchsvoll. Eine Messung dieser Grössen im thermodynamischen Gleichgewicht ist für AB-Halbleiter nur an wenigen Substanzen durchgeführt worden, so an ZnTe [4] und CdS [5, 6]. Es handelt sich dabei um Messungen der Ladungsträgerkonzentration während des Temperns im Dampf einer Komponente. Im folgenden wird eine Apparatur beschrieben, in welcher durch derartige Messungen in Phosphordampf die Einführung von Punktdefekten in GaP untersucht werden soll.

In einem Quarzrohr werden einige Gramm weissen Phosphors zum Verdampfen gebracht. Der Dampf steigt auf und gelangt in einen Raum, welcher gekühlt wird. Dort schlägt er sich an den Wänden nieder, rinnt als flüssiger Phosphor herab, bis er spätestens in der Heizzone von neuem verdampft. Oberhalb der Kühlzone befindet sich Argon als Schutzgas, dessen extern einstellbarer Druck praktisch gleich dem des Phosphordampfes ist, weitgehend unabhängig von der Temperatur der sich ebenfalls in der Heizzone befindlichen GaP-Probe. Diese ist mit den elektrischen Anschlüssen auf einem von innen heizbaren Keramikrohr montiert, welches von oben in das Quarzrohr ragt. Die gesamte Anordnung ist von einem Schutzrohr umgeben und steht zwischen den Polschuhen eines 5 Kilogauss-Magneten.

Das beschriebene Verfahren bietet die Möglichkeit, Vakuumanschlüsse und elektrische Durchführungen in den kalten Teil der Apparatur zu legen.

Wir variieren die Probertemperatur zwischen 300 und 850°C, den Phosphordruck zwischen 10^{-1} Torr bis etwa 1 Atmosphäre. Die obere Grenze des Drucks ist durch die Umwandlung von weissem in roten Phosphor gegeben. Achtet man darauf, dass die Verdampfung des weissen Phosphors vor der Umwandlung in roten erfolgt, dann kann man den Kreislauf für 8 Stunden und länger aufrechterhalten.

Wir verwenden für Hallmessungen die Van der Pauw Methode, wobei Graphitstifte als Druckkontakte auf GaP-Plättchen dienen. Die GaP-Proben sind aus einem nach der Czochralski-Methode hergestellten Kristall geschnitten worden. Kohlenstoff ist gegen Phosphor genügend resistent und ist in GaP im interessierenden Temperaturbereich nur in geringem Masse löslich [7]. Sein Einbau an Phosphorplätze wird zudem wegen des Phosphorüberschusses stark eingeschränkt.

Die beschriebene Apparatur ist in Betrieb und arbeitet zufriedenstellend. Ueber Messergebnisse wird später berichtet.

Wir danken dem Schweizerischen Nationalfonds für die finanzielle Unterstützung, ferner der Firma Plessey, Towcester, England, für die zur Verfügung gestellten GaP-Kristalle.

Literatur

- [1] G. MANDEL, Phys. Rev. **134**, A1073 (1964).
- [2] T. SOMA und A. MORITA, J. Phys. Soc. Japan **32**, 357 (1972).
- [3] J. C. PHILLIPS und J. A. VAN VECHTEN, Phys. Rev. Letters **30**, 220 (1973).
- [4] F. T. J. SMITH, J. Phys. Chem. Solids **32**, 2201 (1971).
- [5] K. W. BÖER, R. BOYN und O. GOEDE, Phys. Stat. Solidi **3**, 1684 (1963).
- [6] G. H. HERSHMAN, V. P. ZLOMANOV und F. A. KRÖGER, J. Solid State Chem. **3**, 401 (1971).
- [7] D. P. BORTFELD, B. J. CURTIS und H. MEIER, J. Appl. Phys. **43**, 1293 (1972).

Nichtmetalle-Energieniveaus, Transport

Laser-induzierte Phasenübergänge in der Oberfläche von SmS

von D. W. POHL, R. BADERTSCHER und K. A. MÜLLER
(IBM Research Laboratory, Zurich, Switzerland)

und P. WACHTER

(ETH Zurich, Hönggerberg, Switzerland, Laboratorium für Festkörperphysik)

Die metallische Oberflächenphase in SmS konnte mit Hilfe von kurzen Laserimpulsen lokal in den halbleitenden Zustand umgewandelt werden. Die Rückwandlung in den metallischen Zustand war ebenfalls möglich. Die erzielten geringen Fleckdurchmesser und die grosse Reflektivitätsänderung ermöglichen es, die induzierte Phasenumwandlung zur optischen Datenspeicherung zu verwenden.

Physique Nucléaire et Corpusculaire Hautes Energies

Construction et test de fonctionnement d'une chambre à streamers (Dards)

par D. PERRIN et K. GLOOR
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

et R. WEILL
(Institut de Physique Nucléaire, Université de Lausanne)

Une chambre à streamers de volume utile $50 \times 50 \times 54 \text{ cm}^3$ a été construite. Elle est alimentée par un générateur de type Marx, la mise en forme de l'impulsion H.T.

étant assurée par la compacité du générateur et par un éclateur shunt placé en bout de chambre. 5000 clichés stéréoscopiques ont été pris. Ils permettent de montrer que la chambre est un détecteur isotrope, ayant une très bonne efficacité de détection pour des événements à traces multiples, et donnant une précision de reconstruction compatible avec celle des autres chambres existantes. La cadence de prise de vue est actuellement de 1 cliché par 10 s. Elle peut être augmentée à 2 clichés par seconde avec l'appareillage existant.

Ein neuer grossvolumiger Flüssigkeitsdetektor zum Nachweis stark ionisierender Teilchen

von B. HAHN und H. W. REIST

(Abt. für Hochenergiephysik der Universität Bern)

Das neue Prinzip eines grossen kontinuierlich empfindlichen Flüssigkeitsdetektors wird erläutert und mögliche Anwendungen werden diskutiert.

Energieabhängigkeit der kohärenten Produktion von drei Pionen an Kernen und Vergleich mit der diffraktiven Drei-Pion-Produktion auf Protonen

von P. MÜHLEMANN, K. FREUDENREICH und F. X. GENTIT

(ETH Zürich)

G. BELLINI, M. DI CORATO und G. VEGNI

(Sezione INFN-Milano)

C. BEMPORAD, W. BEUSCH, E. POLGAR und D. WEBSDALE

(CERN)

und P. ASTBURY, J. G. LEE und M. LETHEREN

(Imperial College London)

Es sind 34000 Ereignisse kohärenter Produktion an verschiedenen Targetkernen bei Pionimpulsen zwischen 9 und 15 GeV/c beobachtet worden. Das optische Modell gibt die Energieabhängigkeit richtig wieder. Wir benützen es zur Bestimmung des 3π -Nukleon totalen Wirkungsquerschnitts (~ 25 mb) und des differentiellen Produktionswirkungsquerschnitts in Vorwärtsrichtung an einem Nukleon. Dieser Wirkungsquerschnitt steigt mit der Energie leicht an, in übereinstimmung mit Experimenten an freien Protonen.

Bestimmung des Totalen Wirkungsquerschnitts des $K^+\pi^+\pi^-$ Systems an Nukleonen

von L. D. FLURI, K. FREUDENREICH, F. X. GENTIT, P. MÜHLEMANN und J. PERNEGR
(ETH Zürich)

C. BEMPORAD, W. BEUSCH, E. POLGAR und D. WEBSDALE
(CERN)

und J. G. LEE und M. LETHEREN
(Imperial College, London)

Das gleiche optische Modell, das die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts von 3π und 5π Systemen an Nukleonen erlaubt hatte [1], wurde zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts an Nukleonen im $K^+\pi^+\pi^-$ Kanal benutzt. Ebenso wie im Fall von 3π und 5π ist dieser totale Wirkungsquerschnitt des $K^+\pi^+\pi^-$ Systems über den beobachteten Massenbereich im Rahmen der Statistik nahezu konstant. Sein Wert liegt dabei zwischen dem Wert des totalen Wirkungsquerschnittes eines einzelnen Kaons an Nukleonen und dem eines einzelnen Pions. Diese überraschende Tatsache hat noch keine befriedigende theoretische Deutung gefunden.

Literatur

[1] C. BEMPORAD et al., Nucl. Phys. B33, 397 (1971).

Mesuré de la polarization a 8 GeV/c dans la réaction $K^-p \rightarrow \bar{K}^0n$

par P. LE DU et O. GUIBAN
(CEN-Saclay)

W. BEUSCH, M. BORGHINI, E. POLGAR et D. WEBSDALE
(CERN)

L. FLURI et F. X. GENTIT
(ETH Zürich)

et P. ASTBURY, J. GALLIVAN, J. JAFAR et J. WILSON
(Imperial College, London)

Nous avons mesuré le paramètre de polarisation $P_0 = -2 \operatorname{Im} (F_{++} F_{-+}^*) / (|F_{++}|^2 + |F_{-+}|^2)$ dans l'échange de charge $K^-p \rightarrow \bar{K}^0n$, à l'aide d'une cible de butanol refroidie à 0,5°K et dont les protons libres étaient polarisés à 62%. Des chambres à étincelles optiques assuraient la détection du $\bar{K}^0$ en $\pi^+\pi^-$ à l'intérieur du spectromètre. Le neutron n'était pas vu.

Le paramètre P_0 est à présent mesuré pour toutes les réactions d'échange de charge entre mésons du premier octet sur proton. Notre résultat est en bon accord, avec

ce que l'on pouvait en attendre sur la base des précédents, utilisant un modèle d'absorption avec dégénérescence d'échange forte et symétrie SU_3 [1].

[1] G. GIRARDI et al., Nucl. Phys. B47, 445 (1972).

Mesure de la polarisation a 8 GeV/c dans la reaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$

par P. LE DU et O. GUIBAN

(CEN-Saclay) (Université de Genève)

W. BEUSCH, M. BORGHINI, E. POLGAR et D. WEBSDALE

(CERN)

L. FLURI et F. X. GENTIT

(ETH Zürich)

et P. ASTBURY, J. GALLIVAN, J. JAFAR et J. WILSON

(Imperial College, London)

La polarisation de la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ a été mesurée à 8 GeV/c et pour un domaine en quadrimoment transféré allant de 0 à 0,8 (GeV/c)². La polarisation trouvée est faible et négative.

Interaction forte dans les atomes kaoniques

par EGGER et SCHWITTER

(S.I.N-ETH)

BACKENSTOSS, BAMBERGER, BUNACIU, KOCH, LYNEN et RITTER

(Karlsruhe-Heidelberg)

et BERGSTRÖM et HUTTBERG

(Stockholm)

Nous avons mesuré les effets de l'interaction forte sur la largeur naturelle de 2 niveaux d'un kaon sur orbite atomique, ainsi que sur l'énergie du niveau le plus bas, à l'aide de Ge(Li) pour une série d'éléments de $Z \leq 17$.

Le modèle du pseudopotentiel optique ne permet pas de reproduire les valeurs mesurées pour ces 3 grandeurs même en variant ou les répartitions de neutrons dans le noyau. Les simplifications et les limites du modèle doivent être discutées.

Spontane Kernspaltung von U^{235}

von H. W. REIST, B. HAHN und U. MOSER

(Abt. für Hochenergiephysik der Universität Bern)

und A. GRÜTTER, H. R. VON GUNTEN und V. HERRNBERGER

(EIR)

Es wurde mit der Rotationskammer U^{235} auf spontane Spaltung untersucht. Es kann eine neue untere Grenze für die Halbwertszeit angegeben werden. Sie liegt ungefähr 10 mal höher als der publizierte Wert.

Vorwärts-Dispersionsrelationen und Proton-Proton Streuung unterhalb 30 MeV

von R. D. VIOLLIER, G. R. PLATTNER und K. ALDER

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Wir zeigen, dass der 'Coulomb-modifizierte' Dispersionsformalismus [1] auch auf Proton-Proton Streuung bei niederen Energien anwendbar ist. Dies ermöglicht insbesondere die Untersuchung von S-Wellen Streuphasen auf ihre Verträglichkeit mit OPE. Wir diskutieren die Möglichkeit, auf diese Weise die p - π_0 Kopplungskonstante zu bestimmen.

Literatur

[1] R. D. Viollier et al., Phys. Lett. **40B**, 625(1972).

Modellunabhängige Ladungsverteilungen von ^{12}C und ^{32}S

von I. SICK

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Die Ladungsverteilung von Kernen wird im Allgemeinen unter Benutzung von Modellen aus den Wirkungsquerschnitten für elastische Elektronenstreuung abgeleitet. Zur Elimination der in der Auswahl des Modells liegenden Willkür wird eine modellunabhängige Methode zur Bestimmung der Dichte und ihres Fehlers eingeführt. Diese Methode wird auf ^{12}C und ^{32}S (e,e) Daten mit hohem Impulstransfer angewendet. Die erhaltenen Ladungsverteilungen werden diskutiert und mit Modelldichten verglichen.

Absolut-Bestimmung der Tensorpolarisation von Deuteronen mit Hilfe der d - ^4He Streuung

von W. GRÜEBLER und P. A. SCHMELZBACH
(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

Es wird gezeigt, dass das Tensoranalysationsvermögen $A_{yy}(\theta, E)$ der d - ^4He Streuung unter gewissen Bedingungen den Maximalwert $A_{yy} = 1$ annehmen muss. Mit Hilfe einer früher durchgeführten Phasenanalyse wurden Energie und Winkel solcher Punkte bestimmt und mit Messresultaten verglichen. Die Resultate zeigen, dass die einfache d - ^4He Streuung, die einen grossen Wirkungsquerschnitt besitzt, benutzt werden kann um die Tensorpolarisation eines Deuteronenstrahls absolut zu bestimmen.

Measurements of the Tensor Analysing Powers in the $T(\vec{d}, d)T$ Elastic Scattering

by A. A. DEBENHAM¹⁾, V. KÖNIG, W. GRÜEBLER, P. A. SCHMELZBACH, R. RISLER and D. O. BOERMA
(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

Angular distributions of deuteron tensor analysing powers T_{20} , T_{21} and T_{22} have been measured for the $T(\vec{d}, d)T$ elastic scattering at incident beam energies of 5.0, 6.0, 8.0, 10.0 and 11.5 MeV. A comparison of these data with those for the $^3\text{He}(\vec{d}, d)^3\text{He}$ elastic scattering indicates slight differences at the three lower energies, whereas at 10.0 and 11.5 MeV no difference was detectable. This information would be useful as a test of the validity of the treatment of Coulomb forces in theoretical calculations of the above observables.

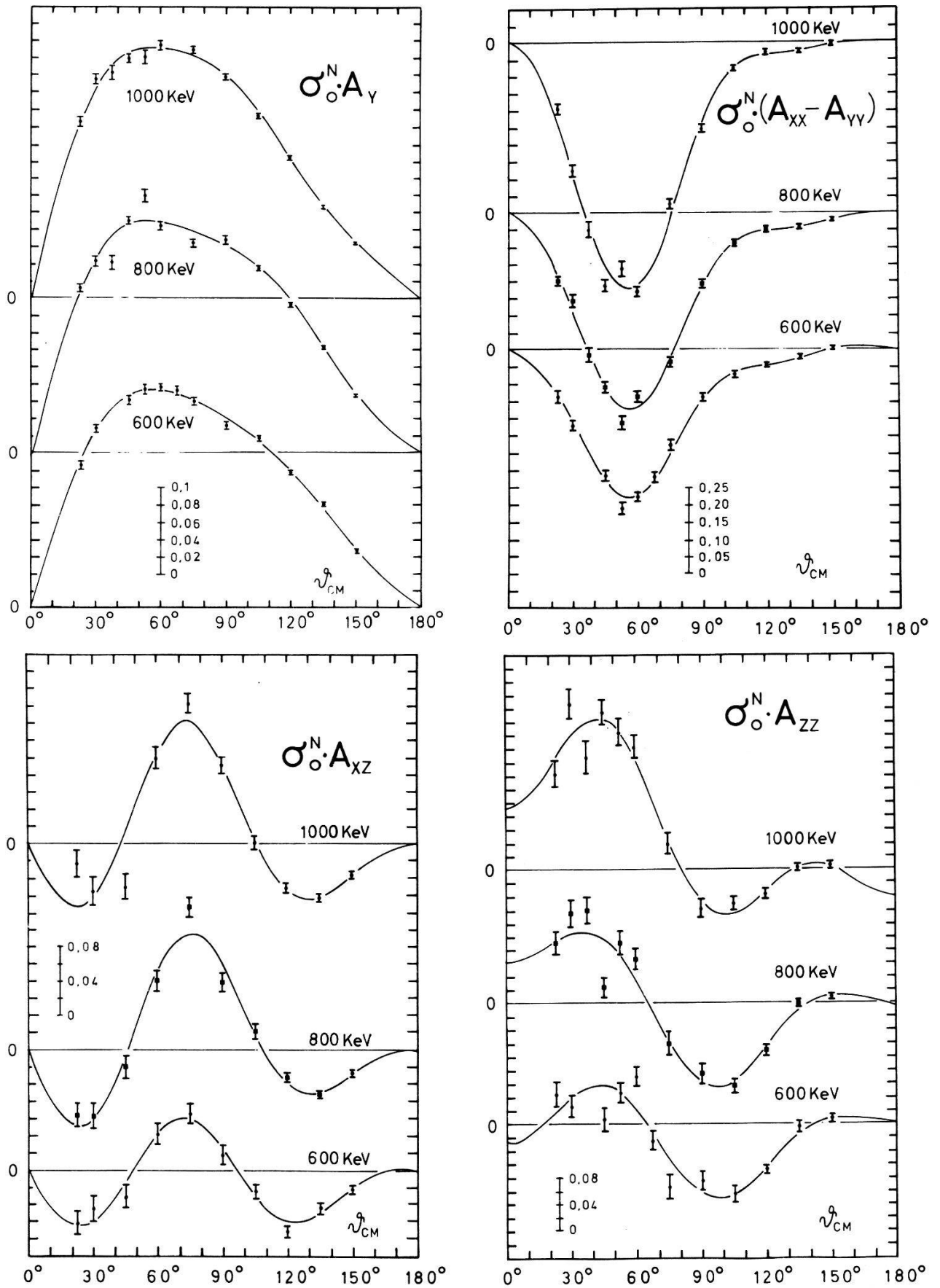
¹⁾ Holder of Royal Society and Science Research Council (NATO) research fellowships.

Die Reaktion $^6\text{Li}(\vec{d}, n)^7\text{Be}^*$ mit Polarisierten Deuteronen

von M. GLOR und H. RUDIN
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Die $^6\text{Li}(d, n)$ -Reaktion führt bei Deuteronenenergien unterhalb 3 MeV zum ersten angeregten und etwa dreimal häufiger zum Grundzustand von ^7Be . Die entsprechenden Q -Werte betragen 2,95 und 3,38 MeV. Im vorliegenden Experiment wird die zum angeregten Zustand führende Neutronengruppe mit Hilfe von n - γ -Koinzidenzen von der energiereicheren Gruppe getrennt.

Es wurden Winkelverteilungen des Analysatorvermögens für vektor- und tensorpolarisierte Deuteronen der Energie 600, 800 und 1000 keV gemessen. In Figur 1–4 sind die Komponenten des Analysatorvermögens multipliziert mit dem normierten Wirkungsquerschnitt für unpolarisiert einfallende Deuteronen σ_0^N aufgezeichnet. Die



Figur 1-4

Komponenten des Analysatorvermögens der Reaktion ${}^6\text{Li}(\vec{d}, n){}^7\text{Be}^*$ multipliziert mit dem normierten Wirkungsquerschnitt für unpolarisiert einfallende Deuteronen. Die ausgezogenen Kurven sind Anpassungen durch entsprechende Legendre-Funktionen.

entsprechenden σ_0 -Werte wurden der Arbeit von Schier et al. [1] entnommen. Die Normierung von σ_0 ist so gewählt, dass der erste Koeffizient $a_0^{(0)}$ in der Entwicklung von σ_0 nach Legendre-Funktionen

$$\sigma_0(\vartheta) = \sum_k a_0^{(k)} L_{k,0}(\cos \vartheta)$$

eins wird.

Literatur

[1] W. A. SCHIER, R. E. BENENSON und G. MICHEL, Nucl. Phys. 88, 373 (1966).

Die Reaktion ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ mit Polarisierten Deuteronen

von R. RISLER, V. KÖNIG, A. A. DEBENHAM, W. GRÜEBLER, P. A. SCHMELZBACH und D. O. BOERMA
(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

In Fortführung der Untersuchung der Reaktion ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ mit polarisierten Deuteronen wurde das Vektoranalysationsvermögen iT_{11} für 10 Energien im Bereich von 3,0 bis 11,5 MeV bestimmt.

Zusammen mit dem bereits früher im gleichen Energiegebiet gemessenen unpolarisierten Wirkungsquerschnitt und den 3 Tensoranalysationsvermögen T_{20} , T_{21} und T_{22} wurde für alle 4 Polarisationsparameter eine Analyse durch Entwicklung nach Legendre-Polynomen durchgeführt.

Eine weitergehende Analyse dieser Legendre-Entwicklung, die Aufschluss über eventuell vorhandene weitere Zustände im Zwischenkern ${}^8\text{Be}$ geben kann, ist in Vorbereitung.

Elastische Streuung von Protonen an ${}^{50}\text{Cr}$ und ${}^{54}\text{Fe}$

von H. BRÄNDLE, V. MEYER und M. SALZMANN
(Physik-Institut Universität Zürich)

Die elastische Streuung von Protonen wurde mit guter Auflösung gemessen an ${}^{50}\text{Cr}$ im Energiebereich von 2,8 bis 4,5 MeV und an ${}^{54}\text{Fe}$ von 3,3 bis 4,9 MeV. l_p -Werte der Resonanzen wurden bestimmt, sowie Niveaudichten der angeregten Zustände in ${}^{51}\text{Mn}$ und ${}^{55}\text{Co}$.

Die Reaktionen ${}^{86}\text{Sr}(p, p){}^{86}\text{Sr}$, ${}^{86}\text{Sr}(p, p'\gamma){}^{86}\text{Sr}$ und ${}^{86}\text{Sr}(p, \gamma){}^{87}\text{Y}$ im Bereich einer Analogresonanz

von H. GUYER und V. MEYER
(Physik-Institut, Universität Zürich)

Die elastische Streuung von Protonen an ${}^{86}\text{Sr}$ zeigt bei $E_p = 4,8$ MeV eine $l_p = 2$ -Resonanz, welche im ${}^{87}\text{Y}$ dem Analogzustand zum 5. angeregten Zustand von ${}^{87}\text{Sr}$ zugeschrieben werden kann. Ihre totale Breite, die Protonenbreite, sowie der Anteil der Compoundstreuung wurden aus der Analyse der Streudaten gewonnen. Aus der

Winkelverteilung der γ 's, die von der inelastischen Streuung herrühren, wurde ihr Spin zu $5/2^+$ bestimmt. Aus den γ -Spektren der Reaktion $^{86}\text{Sr}(p,\gamma)^{87}\text{Y}$ ergaben sich z.T. neue tiefliegende Zustände in ^{87}Y .

(Die finanzielle Unterstützung durch den Schweizerischen Nationalfonds wird verdankt.)

Aenderung der Zerfallskonstante von $^{198}_{79}\text{Au}$ in verschiedenen chemischen Umgebungen

von P. NYIKOS, H. P. BIER, P. HUBERIT, H. R. KOBEL und H. LEUENBERGER

(Phys. Institut)

und H. G. SEILER

(Institut f. Anorg. Chemie der Universität Basel)

Der Effekt der chemischen Umgebung auf die Zerfallskonstante von β -aktivem ^{198}Au wurde untersucht. Ein Vergleich von Au mit Au_2O_3 zeigte eine relative Aenderung der Zerfallskonstante von $\lambda(\text{Au}) - \lambda(\text{Au}_2\text{O}_3)/\lambda(\text{Au}) = (1,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$. Eine Modellrechnung mit Hilfe einer Theorie von K. Alder et al. [1] ergibt Uebereinstimmung mit dem Experiment.

Literatur

[1] K. ALDER, G. BAUR und U. RAFF, *Helv. Phys. Acta* **44**, 514 (1971).

A Simple High Resolution Timing System for Surface Barrier Detectors

by Ch. STOLLER, W. WÖLFELI, R. MÜLLER, G. BONANI and M. SUTER

(Laboratorium für Kernphysik, ETH)

The leading edges of the current pulses produced by charged particles in surface barrier detectors are used to provide the timing information in a fast particle-particle coincidence experiment. The circuit has a FWHM time resolution of 165 ps for 5.5 MeV protons and 420 ps for 5.5 MeV ^{12}C -ions. The advantages and limits of this very simple coincidence arrangement will be discussed in detail.

Proton-Proton Bremsstrahlung at 11 and 13 MeV

by M. SUTER, W. WÖLFELI, R. MÜLLER, G. BONANI, U. PEYER and Ch. STOLLER

(Laboratorium für Kernphysik, ETH)

The cross sections for proton-proton bremsstrahlung were measured at beam energies of 11 and 13 MeV with two silicon surface barrier detectors placed in a hydrogen gas target at 30° on opposite sides of the beam axis (Harvard geometry). The information from the detectors (two energies and one time difference) was analyzed 'on-line'

with a PDP 15 computer. The evaluated coplanar cross-sections agree fairly well with the new model-independent predictions [1].

[1] T. K. Dahlblom and A. M. Green, Phys. Latt. **41B**, 23 (1972).

Unabhängige fraktionale Ausbeuten von ^{150}Pm bei der Spaltung von ^{233}U , ^{235}U und ^{239}Pu mit thermischen Neutronen

VON H. GÄGgeler und H. R. VON GUNTEN

(Anorg. chem. Institut, Universität Bern und EIR, Würenlingen)

^{150}Pm wurde nach chemischer Abtrennung in bestrahlten Proben von ^{233}U , ^{235}U und ^{239}Pu gammaspektrometrisch bestimmt und mit der gleichzeitig gebildeten Aktivität von ^{151}Pm verglichen. Unter Annahme einer gaussförmigen Ladungsverteilung mit einem σ von $0,59 \pm 0,06$ wurden aus den unabhängigen fraktionalen Ausbeuten des abgeschirmten Nuklides ^{150}Pm Zp-Werte (wahrscheinlichste Ladung) für die Spaltkette mit Masse 150 ermittelt. Die erhaltenen Zp-Werte werden mit der allgemein gültigen Ladungsdispersionskurve für diese spaltbaren Nuklide verglichen.

Messung der $^{238}\text{U}(n, 2nf)$ -Reaktionszeit mit 14 MeV-Neutronen

VON U. NOELPP, R. ABEGG und R. WAGNER

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Die Winkelverteilung von Spaltfragmenten, die von einem UO_2 -Einkristall beim Beschuss mit 14,3-MeV-Neutronen emittiert wurden, ist mit Hilfe von Glasplatten bestimmt worden. Die Analyse der 'Blocking'-Schatten in der Umgebung zweier $\langle 111 \rangle$ -Achsen ergab eine Reaktionszeit von $\left(4,9^{+3,4}_{-2,8}\right) \cdot 10^{-16}\text{s}$.

Spaltfragment-anisotropie bei der $^{238}\text{U}(n, 2nf)$ -Schwelle

VON R. ABEGG, U. NOELPP und R. WAGNER

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Das Ziel dieses Experiments ist die Bestimmung der Fragment-Anisotropie bei der Spaltung von ^{238}U durch Neutronen im Energiebereich von 13 bis 18 MeV. Unsere bisher vorliegenden Messungen zeigen einen Anisotropieanstieg von $0,37 \pm 0,06$ bei 13,7 MeV bis $0,61 \pm 0,07$ bei 14,8 MeV. Die Messung der Fragment-Winkelverteilungen erfolgte mit Hilfe von Glasdetektoren.

Les phases doublets décrivant la diffusion n - d à basse énergie

par D. BOVET, S. JACCARD et J. WEBER

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Un article détaillé a été soumis pour publication dans les *Helv. Phys. Acta*.

Untersuchung mit der Rotationskammer über grosse Energieüberträge auf Atomkerne durch hochenergetische Teilchen

von H. W. REIST, B. HAHN und U. MOSER

(Abt. für Hochenergiephysik der Universität Bern)

Es wurden verschiedene Atomkerne mit hochenergetischen Teilchen am CERN bombardiert. Es werden obere Grenzen der Wirkungsquerschnitte für Energieüberträge angegeben.

Physique Appliquée et autres domaines de la physique

Structure of Magnetic Field Plasma Boundary Layer

by E. S. WEIBEL and R. GRUBER

(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Lausanne)

We examine the structure of the plane boundary layer separating the field-free plasma from the plasma-free field. Far from the layer the plasma is maxwellian. There are free particle orbits and trapped orbits. The free particles are, by assumption, maxwellian. The trapped distributions are to some extent arbitrary. No solution exists at all if there are no trapped particles. The electron distribution function must be continuous in the phase plane (H, p_v) on the line separating the free and the trapped particles. We determine the charge density $\rho(A, \phi)$, the current density $j(A, \phi)$ and the pressure $p(A, \phi)$ as functions of the potentials (A, ϕ) which satisfy $\delta \int [2p - (A')^2 + (\phi')^2] dx = 0$. The corresponding Euler-Lagrange equation cannot be solved numerically. This is due to the existence of two-scale length, the Debye length $\delta = (T/e^2 n)^{1/2}$ and the electron lamor radius $r_e = (m_e T)^{1/2} / eB$ whose ratio is very large ($\delta / r_e \ll 1$), leading to a numerical instability at distances of the order of δ . The variational problem has been solved by the finite element method. The boundary layer has a width of some 6 electron lamor radii $r_e = (m_e T)^{1/2} / Be$. Free and trapped currents nearly cancel in part of the layer so that the B profile is narrower.

Instabilité paramétrique près de la résonance hybride inférieure dans un plasma magnétisé avec shear

par J.-M. WERSINGER et F. TROYON

(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Lausanne)

Dans un plasma magnétisé, un champ électrique homogène intense, perpendiculaire au champ magnétique et de fréquence voisine de la résonance hybride inférieure provoque l'excitation d'une onde extraordinaire quasielectrostatique se propageant presque perpendiculairement au champ magnétique et d'une onde acoustique.

Dans une géométrie réelle, le champ magnétique n'est pas constant et un cisaillement des lignes de champ (shear) est fréquent. L'influence du shear sur les seuils ainsi que sur les mécanismes physiques d'excitation est discutée.

Etude numérique de la stabilité magnétohydrodynamique du belt pinch infini

par D. BERGER, J. RAPPAZ et F. TROYON

(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Lausanne)

Un programme de calcul numérique utilisant la méthode des éléments finis permet de déterminer les taux de croissance des instabilités MHD dominantes d'un plasma confiné axisymétriquement.

La structure de ce code ainsi que les résultats obtenus lors de son application à l'étude de la stabilité du belt-pinch infini seront présentés.

Dissoziationsgrad und Temperatur des Neutralen Gases in einem Hochfrequenz-Niederdruckplasma (Vorbericht)

von S. VEPŘEK

(Anorganisch-chemisches Institut der Universität Zürich)

und P. KOCIAN

(Laboratoire de physique appliquée, EPFL, Lausanne)

1. Einleitung

Der Dissoziationsgrad und die Neutralgastemperatur sind im Hinblick auf plasmachemische Untersuchungen die wichtigsten Plasmamaparameter. Die zuletzt entwickelten theoretischen Vorstellungen [1] ermöglichen es, den Ablauf einer chemischen Reaktion im nichtisothermen Plasma qualitativ vorauszusagen, falls man den Dissoziationsgrad und die Neutralgastemperatur kennt [2]. Diese Plasmamaparameter wurden bisher hauptsächlich in Gleichstromentladungen bei relativ niedrigen

Werten des elektrischen Stromes gemessen. Systematische Messungen in intensiven Hochfrequenz-Niederdruckentladungen sind uns dagegen nicht bekannt (die meisten Untersuchungen befassen sich mit dem 'Afterglow'). Das Ziel der hier angestrebten Arbeit ist, eine systematische Messung dieser Parameter in H.F.-Entladungen in Molekülgasen wie N_2 , O_2 , H_2 durchzuführen.

2. Apparaturaufbau und Wahl der Messmethode

Im Hinblick auf die experimentellen Untersuchungen von chemischen Reaktionen ist der Druck- und Strom-Bereich wie folgt festgelegt:

$$p \cdot D \approx 0,5-10 [\text{Torr cm}]$$

$$\frac{I}{D} \approx 0,1-3 [\text{A cm}^{-1}]. \quad (1)$$

Hier bedeutet p den Totaldruck, D den Rohrdurchmesser und I den Hochfrequenzstrom.

Um die Störung des Plasmas durch eine hineingeführte Sonde klein zu halten, sollte diese möglichst klein gegenüber dem Rohrdurchmesser sein. Aus diesem Grunde ist es zweckmässig, die Messungen in breiten Röhren durchzuführen. Auf die Plasma-parameter in engeren Röhren kann man dann aufgrund der für elektrische Gasentladungen geltenden Ähnlichkeitsgesetze zurückschliessen (vgl. z.B. [3]).

Die zum Aufrechterhalten einer Entladung erforderliche Hochfrequenzspannung beträgt etwa 1000 V. In der Praxis ist es schwierig, das starke Hochfrequenzfeld genügend abzuschirmen oder durch Symmetrisieren der elektrischen Zuleitungen zu kompensieren. Demzufolge ist jede Anwendung elektrischer Messinstrumente mit grossen Komplikationen verbunden (z.B. Thermoelement, Plasmasonden, usw.). Aus diesem Grunde haben wir für die Messung der Neutralgastemperatur ein Galliumthermometer und ein miniaturisiertes Gasthermometer verwendet. Für die Messung des Hochfrequenzstromes benutzten wir ein speziell gebautes Ampèremeter [4].

Eine Bestimmung der Elektronen-Konzentration und -Temperatur (typische Werte $N_e \lesssim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \approx 10^4 \text{ K}$) ist unter solchen Bedingungen praktisch nur mit Methoden der Mikrowellendiagnostik durchführbar. Für diese sind aber relativ hohe Anschaffungskosten und grosser experimenteller Aufwand charakteristisch.

Eine Hochfrequenzentladung in Molekülgasen (H_2 , N_2 , O_2) ist im Frequenzbereich zwischen etwa 10 MHz und 100 MHz einer Gleichstromentladung äquivalent. Der Frequenzbereich ergibt sich aus folgender Bedingung [5]: Die Frequenz muss einerseits so hoch sein, dass die Elektronenenergieverteilungsfunktion durch das elektrische H.F.-Feld nicht 'moduliert' wird, andererseits darf sie aber nicht zu hoch sein, damit keine Phasenverschiebung zwischen dem H.F.-Strom und der H.F.Spannung auftritt. Man könnte also die Elektronen-Konzentration und -Temperatur anstatt in einer H.F.-Entladung in der äquivalenten Gleichstromentladung mit der einfacheren Sondenmethode bestimmen. Leider wurde die Äquivalenz der Entladungen in Molekülgasen – nach unserem Wissen – bisher nur wenig studiert, weshalb der gesamte Fragenkomplex einer gründlichen Untersuchung unterzogen werden muss.

Der Dissoziationsgrad α ($\alpha = \frac{1}{2}$ Konzentration der Atome/ursprüngliche Konzentration der Moleküle) erreicht unter den obenerwähnten Bedingungen (1) Werte bis zu einigen zehn Prozent. Für seine Bestimmung eignet sich die Diffusionsmesszelle nach

Wrede und Harteck (vgl. z.B. [6]) am besten. Die von uns verwendete Messzelle zeigt die Abb. 1. Sie wird mittels eines O-Ringes aus Viton an dem Quarzrohr 5 in die Mitte des Entladungsrohres (Durchmesser 100 mm) angebracht. Die poröse Quarz-Fritte 1 (Porengrösse 5–15 μ) befindet sich in der aktiven Entladungszone, das Öl-Manometer

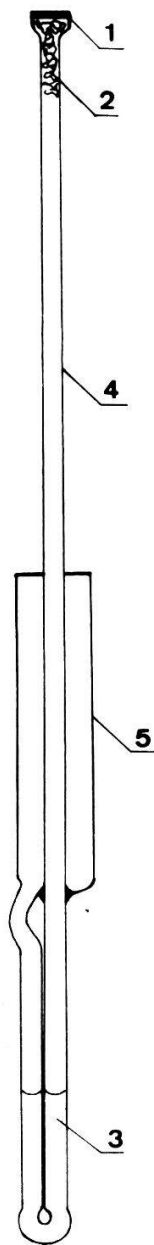


Abb. 1

Diffusionszelle nach Wrede-Harteck. Die Gesamtlänge der Zelle beträgt etwa 500 mm, der Durchmesser der Fritte ist 8 mm. Beschreibung im Text.

3 liegt ausserhalb des Rohres. Die Druckdifferenz wird mit Hilfe eines Kathetometers gemessen.

Ein Gemisch von Atomen und Molekülen diffundiert aus dem Plasmaraum durch die Fritte 1 in das Innere der Messzelle. Da dort keine Entladung brennt, rekombinieren die Atome schnell an der Oberfläche des Platindrahts 2, so dass nur Moleküle durch die Fritte zurück diffundieren können. Dadurch entsteht eine Druckdifferenz Δp zwischen dem Plasmaraum und dem Innenraum der Messzelle. Der Dissoziationsgrad α ist aus

der Druckdifferenz Δp und dem Totaldruck p im Entladungsrohr durch die Formel (2) zu berechnen.

$$\alpha = 3,41 \frac{\Delta p}{p}. \quad (2)$$

(In [6] ist irrtümlich 3,34 angegeben. Für weitere Einzelheiten sei auf die Original-literatur verwiesen.) Die äussere Oberfläche der Fritte wird zweckmässig mit einer HPO_3 Lösung bestrichen und anschliessend während mehrerer Stunden in der Entladung getrocknet. Dadurch wird die Oberflächenrekombination der Atome an der Messzelle weitgehend verhindert.

Da das Oel-Manometer 3 Zimmertemperatur hat, befindet sich das Verbindungsrohr 4 in einem Temperaturgradienten. Die durch Thermodiffusion entstandene Druckdifferenz [7] hat zur Folge, dass die gemessenen Werte α höher sind als dem genauen Wert des Dissoziationsgrades entspricht.

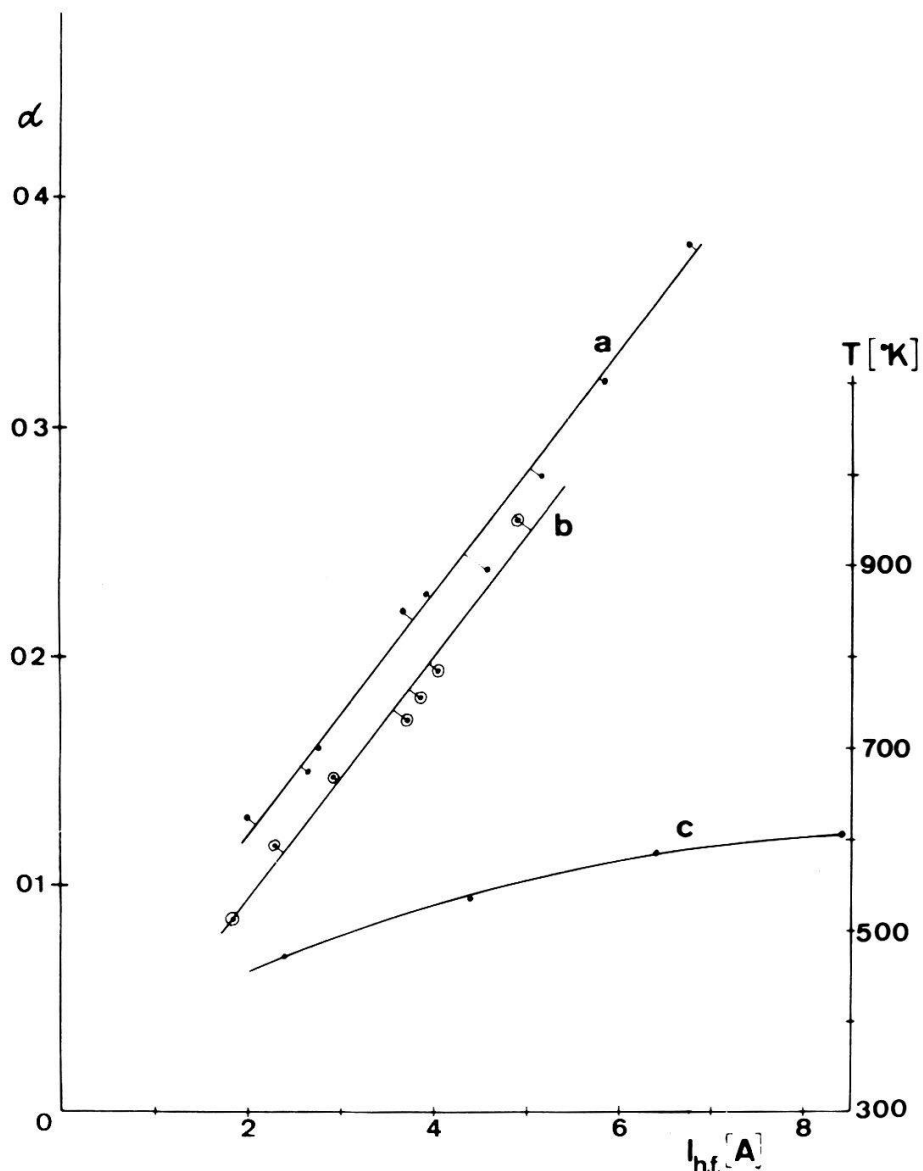


Abb. 2

Abhängigkeit des Dissoziationsgrades α in der Rohrmitte (Kurve a), in der Wandnähe (Kurve b) und der Neutralgastemperatur T (Kurve c) von Hochfrequenzstrom $I_{h.f}$. Stickstoff, Reinheit 99,999%, Druck 0,11 Torr. Rohrdurchmesser 100 mm, Frequenz 28 MHz.

Dieser Messfehler wurde folgendermassen korrigiert: Bei dem gleichen Gasdruck, aber ohne Entladung, wurde das Rohr 4 mit der Fritte 1 etwa 100 mm in ein Rohrfen eingeschoben und die Thermo-Druckdifferenz in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Um diese Werte können dann die im Plasma durchgeführten Messungen des Dissoziationsgrades korrigiert werden.

3. Ergebnisse

Die Neutralgastemperatur erreicht im Plasma Werte von einigen hundert Grad Kelvin. Die Abb. 2 zeigt die Abhängigkeit der Neutralgastemperatur vom Hochfrequenzstrom bei einem Stickstoff-Totaldruck von 0,11 Torr (Kurve *c*). Mit zunehmendem Druck nimmt die Temperatur zu. In der Nähe der Rohrwand liegt die Temperatur zwischen etwa 380° und 500°K.

Ein Beispiel der Stromabhängigkeit des Dissoziationsgrades in der Rohrmitte im Stickstoff ist in der Abb. 2 (Kurve *a*) wiedergegeben. In ähnlicher Weise wurde auch der Dissoziationsgrad in der Nähe der Rohrwand gemessen (Kurve *b*). Zu diesem Zweck wurde das Verbindungsrohr 4 (Abb. 1) so gebogen, dass der Rand der Fritte 1 mit der Wand in Berührung kam.

Der relativ kleine Konzentrationsgradient der Atome zwischen der Rohrachse und der Rohrwand ist durch den Rekombinationsmechanismus der Atome erklärbar. Bei einem kleinen Totaldruck ($p \cdot D \lesssim 1$) rekombinieren die Atome vorwiegend an der Wand, während die Volumenrekombination vernachlässigbar ist. Unter diesen Bedingungen sind auch die Gradienten der übrigen Plasmamaparameter (N_e , T_e) kleiner (vgl. [3]) als bei einem höheren Druck. Da das Glas allgemein einen sehr niedrigen Oberflächenrekombinationskoeffizienten hat, ist in der Wandnähe ein hoher Dissoziationsgrad zu erwarten. Demzufolge können in dem nichtisothermen Plasma heterogene Reaktionen Gas/Festkörper quantitativ ablaufen [2, 8].

Weitere Messungen der Plasmamaparameter sind im Gange und werden zu einem späteren Zeitpunkt veröffentlicht.

Literaturhinweise

- [1] S. VEPŘEK, J. Chem. Phys. 57, 952 (1972).
- [2] S. VEPŘEK, J. Crystal Growth 17, 101 (1972).
- [3] A. VON ENGEL, *Ionized Gases* (Clarendon Press, Oxford 1955).
- [4] S. VEPŘEK, Dissertation, Universität Zürich, 1972.
- [5] V. E. GOLANT, Izvestija Akademii Nauk UdSSR, Serija fiziceskaja, 23, 947 (1959) (englische Uebersetzung).
- [6] F. KAUFMAN, in *Progress in Reaction Kinetics*, Vol. 1, edited by F. R. PORTER (Pergamon Press, Oxford 1961).
- [7] M. KNUDSEN, Ann. d. Phys. (F4) 31, 205 (1910).
- [8] S. VEPŘEK, Z. f. Phys. Chem., Neue Folge (1973) (im Druck).

Dichte- und Windmessungen mit einem Redhead-Drucksensor in Einem Nordlight Oberhalb Kiruna

von E. KOPP und P. EBERHARDT

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Am 13. Oktober 1972 wurde auf der Höhenforschungsrakete S105 der ESRO ein Experiment für Dichte- und Windmessungen oberhalb 90 km erfolgreich geflogen.

Auf einer Spin-stabilisierten Rakete können Horizontalwinde mit Geschwindigkeiten oberhalb 20 m/sec von einem senkrecht zur Drehachse eingebauten Drucksensor zusätzlich zur Totaldichte gemessen werden. Gute Messdaten haben wir im Aufstieg nach dem Öffnen des Messsystems oberhalb 90 km bis zur Flughöhe von 207 km und im Abstieg bis auf 75 km erhalten. Unmittelbar vor dem Start betrug die totale lokale Magnetfeldänderung *ca.* 1000 γ . Die Messergebnisse zeigen sowohl im Aufstieg wie im Abstieg einen starken Windbeitrag im ganzen Höhenbereich 75–145 km.

Herkunft der Aurora-Teilchen

VON W. I. AXFORD, F. BÜHLER, H. J. A. CHIVERS, P. EBERHARDT, J. GEISS UND K. MARTI

(University of California, San Diego, La Jolla und Physikalisches Institut der Universität Bern)

Die Edelgase der primären Aurorastrahlung wurden mit der Methode des Sammelns mittels Folien untersucht, ähnlich dem Verfahren, das früher zur Untersuchung des solaren Windes verwendet worden war. Es wurden mittels Raketen Folien in zwei besonders helle Auroras auf eine Gipfelhöhe von 220 km geflogen. Bisher wurden massenspektrometrisch He^4 und He^3 nachgewiesen. Das He^4/He^3 -Verhältnis der Aurorteilchen liegt nahe demjenigen des solaren Windes und beweist, dass der grösste Teil dieser Teilchen von der Sonne stammt.

Alter von Mondgesteinen

VON P. EBERHARDT, J. GEISS, P. MAURER UND A. STETTLER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Wir haben mittels der $\text{Ar}^{40}/\text{Ar}^{39}$ -Methode die Alter einer grossen Zahl von Mondgesteinen bestimmt. Darunter befinden sich die jüngsten und die ältesten bisher gefundenen Gesteine sowie auch der von den Apollo-17-Astronauten zurückgebrachte orange Sand. Aufgrund unserer Daten und derjenigen anderer Laboratorien wird ein Ueberblick über die Alter der Mondgesteine gegeben.

Ionenmessung in der Unteren Ionosphäre

VON P. A. ZBINDEN, M. A. HIDALGO, P. EBERHARDT UND J. GEISS

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Mit einem Raketen-Massenspektrometer wurde die Ionenkomposition in der unteren Ionosphäre gemessen. In der D-region wurde eine gegenüber ungestörten atmosphärischen Verhältnissen starke Erhöhung der NO^+ -Konzentration festgestellt, die vermutlich mit der am Schusstag vorhandenen Winteranomalie verknüpft ist. Ferner wurde eine Evidenz für das Auftreten von Schwefel und einigen bisher nicht nachgewiesenen Metallverbindungen gefunden.

Multi-Box Modell für atmosphärische Durchmischung

von W. WIEST, H. OESCHGER, H. LOOSLI, R. STUDER und A. GUGELMANN

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Die Resultate der Ar^{37} -Messungen der letzten 3 Jahre an troposphärischen Luftproben von Europa, Indien, USA, Kanada und von der südlichen Hemisphäre werden mittels eines Multi-Box Modells diskutiert. Es wird angenommen, dass das Ar^{37} bei unterirdischen Atombombentests produziert und in die Troposphäre injiziert wird. Da angenommen werden darf, dass sich die West-Ost Durchmischung in den verschiedenen Luftschichten relativ rasch vollzieht, behandelt das Modell nur die vertikale und die latitudinale Durchmischung.

Excitation paramétrique d'ondes électromagnétiques et acoustiques ioniques par un faisceau laser de fréquence voisine de ω_p

par NGUYEN THE HUNG et F. TROYON

(Centre de Recherche en Physique des Plasmas, Lausanne)

Dans un plasma soumis au champ intense d'un faisceau laser de fréquence voisine de ω_p , on démontre la possibilité d'exciter une onde électromagnétique et une onde acoustique ionique, dans une direction perpendiculaire au champ électrique du laser. Les seuils d'excitation et les taux de croissance de ces ondes sont calculés et comparés à ceux des ondes excitées par d'autres mécanismes connus.

Some Investigation of a Double Discharge TEA Laser

by A. BERNEY, P. BOULANGER, A. HEYM, J.-M. MAYOR and Z. A. PIETRZYK

Introduction

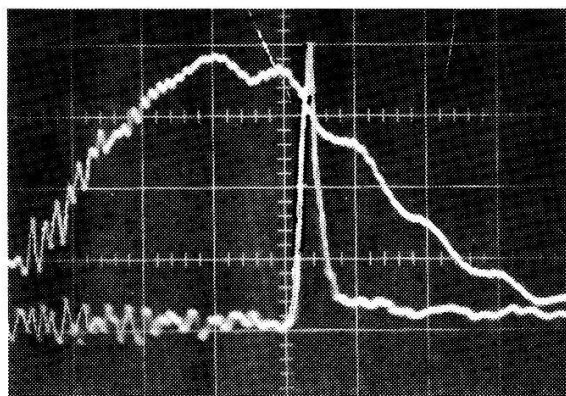
In this paper investigation of the pulse shape and the gain of a double discharge CO_2 TEA laser are reported. The construction of the laser and preliminary measurements were described previously [1]. The laser delivers up to 14 J output energy. Maximum efficiency is 6.5% and peak power is 500 MW.

Control of laser pulse shapes would be very useful for practical applications of lasers to plasma physics. The ideal case would be the control of pulse shape by an independent external means. Such a method is studied here.

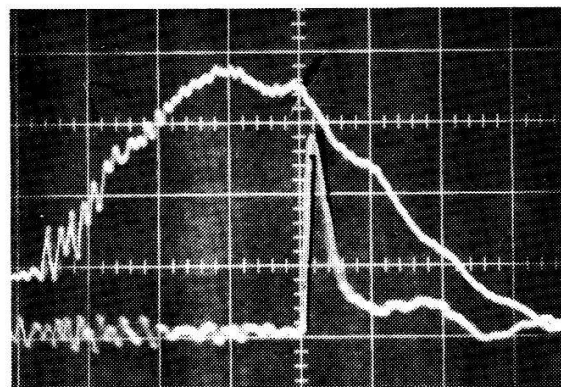
Study of the time dependence of gain for different gas mixtures has yielded information on the collision processes involving different molecules in laser conditions.

Pulse shape

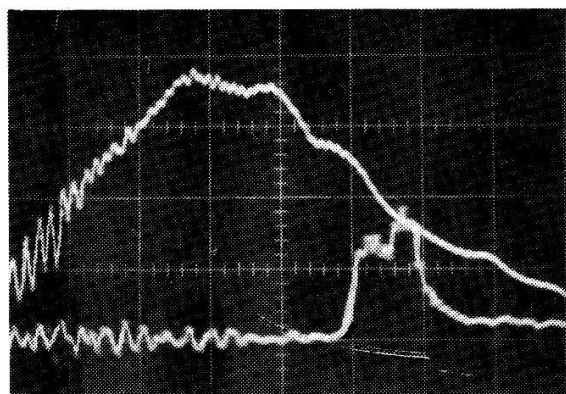
The influence of various parameters on pulse shape was studied. In our laser a gas mixture having 20% N_2 gave narrow (25–35 ns) pulses with small tails after careful



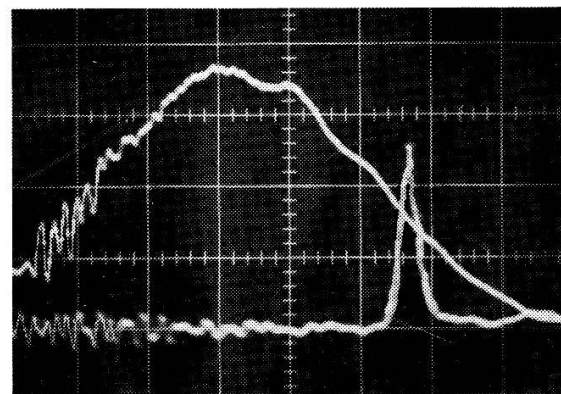
a) No diaphragm.



b) Diaphragm diameter 25 mm.



c) Diaphragm diameter 17 mm.



d) Diaphragm diameter 15 mm.

Figure 1

Shape of a laser pulse with a diaphragm in the cavity. Time scale 100 ns/cm.

alignment of the mirrors. Slight misalignment produces tails following the peak. Different pulse shapes can be obtained by placing a diaphragm in the laser cavity. Figure 1 shows the laser pulses for different diameters of the diaphragm.

The cross-section of the laser beam is 4×3 cm. Introduction of a circular 25 mm diaphragm causes a small tail to appear behind the peak in the laser pulse. With a 17 mm diaphragm, broad 100 ns pulses were obtained. A diaphragm with 15 mm diameter produces again 30 ns single pulses without a tail. Figure 1 shows also that for smaller diaphragm diameter the laser pulse occurs after a longer delay.

A possible interpretation of these results is the following. The diaphragm in the laser cavity introduces additional losses in the laser and, at the same time, prevents the depopulation of part of the active volume by laser action. A diaphragm with large diameter does not introduce high losses. After a first narrow light pulse, the active part of the laser can be further pumped from the volume covered by the diaphragm. This process leads to a tail in the laser pulse. A diaphragm with small aperture introduces large losses and high thresholds for laser action. Before the lasing occurs most of the N_2 molecules transfer their energy to the CO_2 molecules. The losses are so high that the pumping coming from the volume covered by the diaphragm cannot lead to enough population inversion to obtain further laser action. As a result, for small diaphragm diameters, the laser pulse has a single peak without a tail.

The placement in the laser cavity of SF_6 gas contained in a separate cell was proposed by P. L. Houston et al. [2] for passive Q-switching of TEA lasers and by D. S.

Smith et al. [3] for mode locking. In our experiment, the introduction of a 20 cm cell, in which the SF_6 pressure was varied between 1 Torr and 1 atm, always gave short pulses (20–25 nsec) without tails. Wavelength measurements showed, nevertheless, a switch from 10.6μ without SF_6 to 9.2μ with SF_6 in the cavity. Placing the SF_6 cell inside the laser cavity reduced the beam energy only by 20%. When placed outside the cavity, a pressure of 10 Torr SF_6 was sufficient to absorb nearly 100% of the radiation.

The absorption characteristic of SF_6 showed strong absorption near 10μ and very low absorption near 9μ . For that reason, the transition 00^0_1 to 10^0_0 is suppressed by high losses and the laser radiates on the transition 00^0_1 to 02^0_0 .

This method of wavelength selection was suggested by G. W. Day et al. [4] using different material for such selection.

Gain measurements

Three methods of gain measurement were used. First, various numbers of NaCl plates were inserted in the cavity to alter the losses in order to measure the total gain of the active medium. For optimum gas mixture, a gain of $5.50\% \text{ cm}^{-1}$ was found.

In the second and third methods a small helical TEA laser was used. Figure 2 shows the scheme of experiment. In the second method the gain was measured using the tail of the helical laser light pulse. In the third method, the peak of the helical laser light pulse was used. In Figure 3, the time dependence of gain from the second and third methods is shown. One can see very close agreement of the results.

By measuring the gain with the tail of helical laser light pulse (which is actually small signal gain), one can determine the increasing part of the curve. This part cannot be measured using the peak of the pulse because it is too broad (150 ns). On studying the absorption part of the gain curve, the peak of the pulse can be used. This method is similar to the delayed amplification method [5].

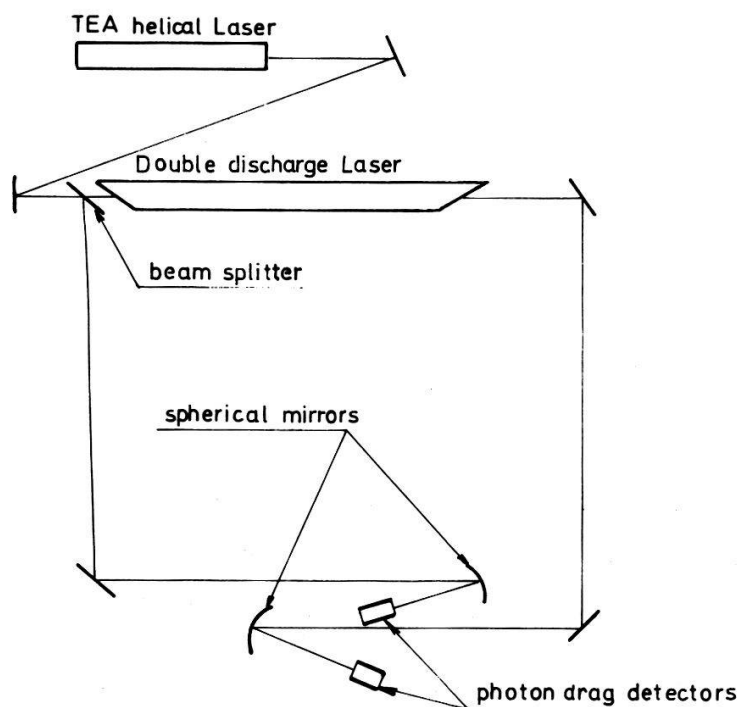


Figure 2
Gain measurements.

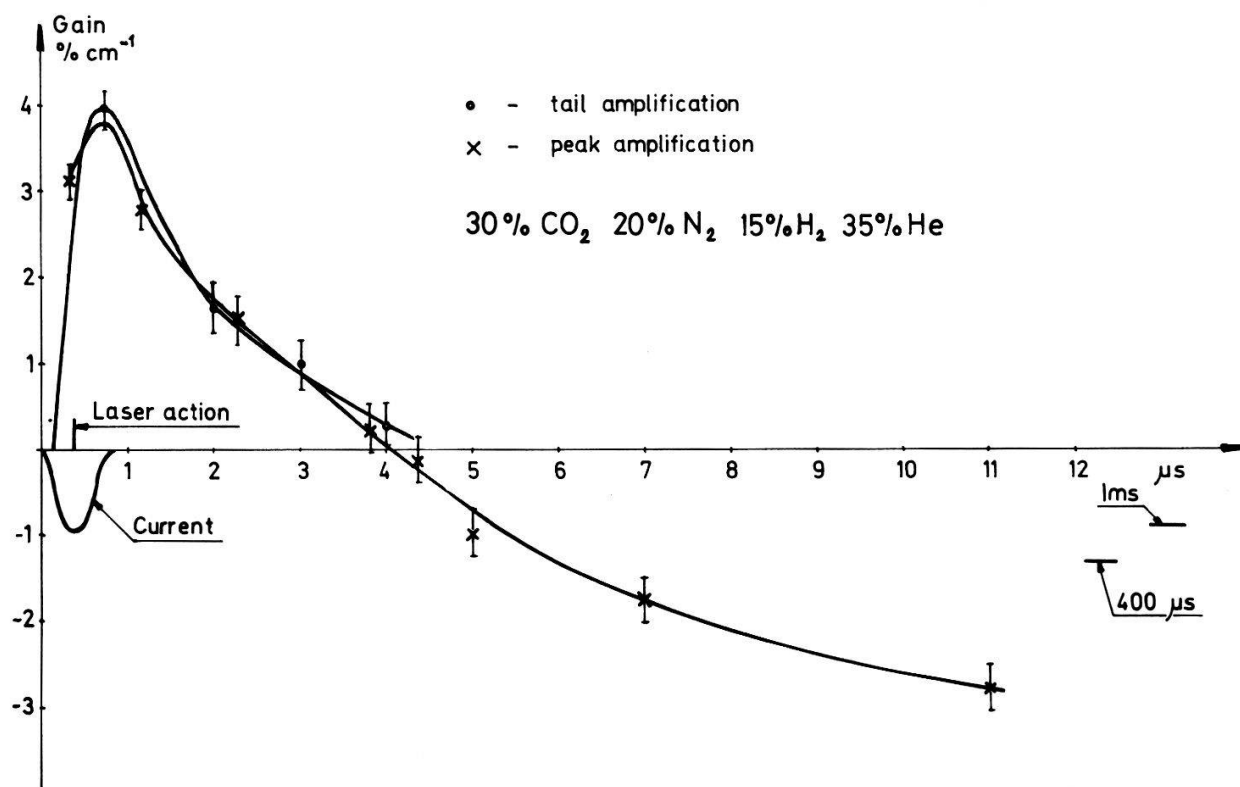


Figure 3
Gain as a function of time.

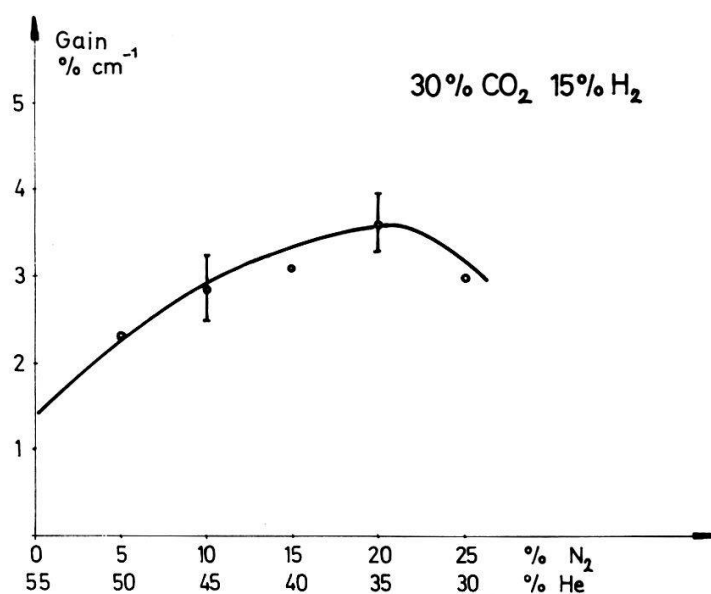


Figure 4
Gain as a function of N₂ concentration.

The time constant of the decreasing part of curve is $5.8 \pm 0.7 \mu\text{s}$ for optimum gas mixture. This is the time of depopulation of 00⁰1 level of CO₂ molecules. For comparison, in [6], $3.76 \mu\text{s}$ for pure CO₂, $15 \mu\text{s}$ for CO₂ + He and $0.6 \mu\text{s}$ for CO₂ + H₂ were measured.

The increasing portion of the negative part of curve, which reflects depopulation of lower CO₂ level, has a time constant of $600 \mu\text{s}$. This shows a long recovery time which is important for repetitive laser action. In Figure 4, the peak gain as a function of N₂

concentration is shown. Peak gain has a maximum value of $4\% \text{ cm}^{-1}$ for 20% of N_2 . This value is very close to value reported by M. C. Richardson et al. [7] for a similar laser.

Acknowledgement

This work was supported by the Swiss National Science Foundation.

References

- [1] P. BOULANGER, A. HEYM, J.-M. MAYOR and Z. A. PIETRZYK, ZAMP (1973), to be published.
- [2] P. L. HOUSTON, D. G. SUTTON and J. I. STEINFELD, J. Appl. Phys. **43** (4), 2014–2015 (1972).
- [3] D. S. SMITH and P. J. BERGER, IEEE J. Quant. Elect. **172–174** (1971).
- [4] G. W. DAY, O. L. GADDY and K. C. JUNGLING, Proc. IEEE (1969).
- [5] J. REID, B. K. GARSIDE and E. A. BALIK, IEEE, J. Quant. Elect. *QE* **8** (5), 449–452 (1972).
- [6] C. B. MOOR, R. E. WOOD, BEI-LOK HU and J. T. YARDLEY, J. Chem. Phys. **46** (11), 4222–4231 (1967).
- [7] M. C. RICHARDSON, A. J. ALCOCK, K. LEOPOLD and P. BARTYN, Proc. Symposium on High Power Molecular Lasers – Quebec (May, 1972).

Destruction of Coherence by Scattering of Radiation on Atoms II: Photon Statistics

by E. GENEUX and P. MEYSTRE

(Laboratoire d'Optique Physique, EPF-Lausanne)

and A. FAIST and A. QUATTROPANI

(Laboratoire de Physique Théorique, EPF-Lausanne)

In a recent paper [1] we showed that the coherence of a laser beam is destroyed by the scattering of radiation on isolated atoms. An experiment giving evidence to this effect was proposed, and the evolution of atomic observables, like dipole moment and the occupation probability of an atomic state, was calculated using a simplified but exactly soluble model.

In this note, we present the time evolution of the photon statistics, which may be measured in the following experimental arrangement:

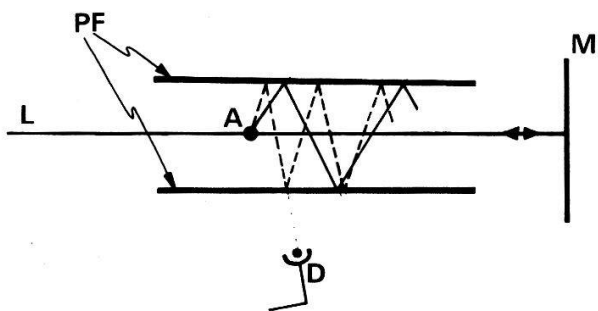


Figure 1

Experimental sketch. PF, Perot-Fabry interferometer; A, atom; M, mirror; D, detector; L, laser beam.

An atom placed into a Perot–Fabry interferometer is irradiated by a laser beam. To avoid recoil effects, the incident beam is converted into a quasi-stationary wave by reflection on a mirror M . The energy radiated into the eigenmodes of the Perot–Fabry is approximately equal to the energy radiated isotropically by the same atom in free space. The corrections are very small for highly reflecting mirrors [2]. The behaviour of the system is studied by analysing the weak outgoing waves which, as we show, can be represented neither by a coherent nor by a chaotic field.

As in Ref. [1], we use a simplified Hamiltonian:

$$H = \frac{1}{2}(-\rho I_z - \rho) + \sum_k \hbar \omega b_k^\dagger b_k + \lambda \sum_k (b_k I_- + b_k^\dagger I_+).$$

The atom is described as a two-level system (TLS). $k = k_1$ denotes the incident laser beam, and $k = k_2 \dots k_p$ correspond to the eigenmodes of the Perot–Fabry cavity.

H contains elastic scattering and resonant terms only (Rotating Wave Approximation).

Thus:

$$\hbar \omega_k = \hbar \omega = \rho.$$

The photon statistics $p_{n_k}(t)$ of the mode k is defined from the average number of photons $\langle n_k \rangle$:

$$\langle n_k \rangle(t) = \text{Tr} b_k^\dagger b_k \rho(t) \equiv \sum_{n_k=0}^{\infty} n_k p_{n_k}(t).$$

$\rho(t)$ is the density matrix of the system.

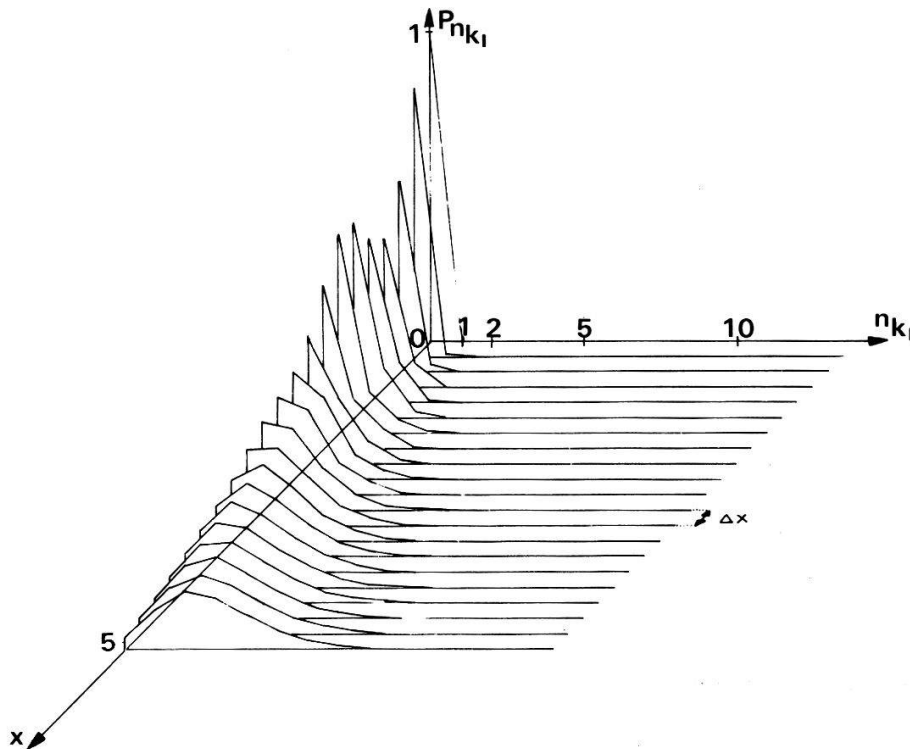


Figure 2
Photon statistics of the initially empty cavity mode.

$$|\Psi(0)\rangle = |A, \alpha_{k_0}, 0_{k_1}\rangle$$

$$x = \frac{\lambda t}{\hbar}$$

$$\Delta x = 0.25$$

$$|\alpha_{k_0}|^2 = g$$

The photon statistics is explicitly given by the projector on the state $|n_k\rangle$:

$$p_{n_k}(t) = \text{Tr}|n_k\rangle\langle n_k|\rho(t).$$

In the frame of our model, the function $p_{n_k}(t)$ can be calculated exactly for any initial situation and any number of modes in the Perot–Fabry cavity. The analytical form is not transparent and a numerical evaluation is practically impossible to perform for a large number p of modes. For $p_{n_k}(t)$, no simple scaling exists between the monomode and the multimode cases, as it occurred for atomic observables (see Ref. [1]).

In order to obtain a visualization of $p_{n_k}(t)$, let us consider the simplest non-trivial case: $p = 2$. This case describes a laser beam interacting with an atom placed in an optical monomode cavity. Up to now, such a cavity does not exist (cavity with transverse dimensions smaller than a wavelength), but could be realized in the near future with techniques of integrated optics. We assume the following initial condition:

$$|\psi(0)\rangle = |A, \alpha_{k_0}, O_{k_1}\rangle$$

where $|A\rangle$ is the ground state of the TLS, $|\alpha_{k_0}\rangle$ is a Glauber coherent state describing the incident laser beam, and $|O_{k_1}\rangle$ is the vacuum state of the eigenmode of the cavity.

The photon statistics of the cavity mode is plotted on Figure 2 and has the following analytical form:

$$\begin{aligned} P_{n_{k_1}}(t) = & \sum_{\nu, \nu', n_{k_0}} (2)^{-2(n_{k_0}+n_{k_1})} \cdot \frac{e^{-|\alpha_{k_0}|^2}}{n_{k_0}! n_{k_1}!} \cdot |\alpha_{k_0}|^{2(n_{k_0}+n_{k_1})} \cos \frac{\lambda\sqrt{2}t}{\hbar} (n_{k_0} + n_{k_1} - \nu)^{1/2} \\ & \times \cos \frac{\lambda\sqrt{2}t}{\hbar} (n_{k_0} + n_{k_1} - \nu')^{1/2} \frac{n_{k_0}! n_{k_1}!}{\nu! (n_{k_0} + n_{k_1} - \nu)!} \cdot \frac{n_{k_0}! n_{k_1}!}{\nu'! (n_{k_0} + n_{k_1} - \nu')!} \\ & \times \sum_{p, p'} \binom{\nu}{p} \binom{n_{k_0} + n_{k_1} - \nu}{n_{k_0} - p} (-1)^{\nu-p} \binom{\nu'}{p'} \binom{n_{k_0} + n_{k_1} - \nu'}{n_{k_0} - p'} (-1)^{\nu'-p'} \\ & + \sum_{\nu, \nu', n_{k_0}} (2)^{-2(n_{k_0}+n_{k_1}+1)} \frac{e^{-|\alpha_{k_0}|^2}}{n_{k_0}! n_{k_1}!} |\alpha_{k_0}|^{2(n_{k_0}+n_{k_1}+1)} \\ & \times \sin \frac{\lambda\sqrt{2}t}{\hbar} (n_{k_0} + n_{k_1} + 1 - \nu)^{1/2} \cdot \sin \frac{\lambda\sqrt{2}t}{\hbar} (n_{k_0} + n_{k_1} + 1 - \nu')^{1/2} \\ & \times \frac{n_{k_0}! n_{k_1}!}{\nu! [(n_{k_0} + n_{k_1} - \nu)! (n_{k_0} + n_{k_1} + 1 - \nu)!]^{1/2}} \\ & \times \frac{n_{k_0}! n_{k_1}!}{\nu'! [(n_{k_0} + n_{k_1} - \nu')! (n_{k_0} + n_{k_1} + 1 - \nu')!]^{1/2}} \\ & \times \sum_{p, p'} \binom{\nu}{p} \binom{n_{k_0} + n_{k_1} - \nu}{n_{k_0} - p} (-1)^{\nu-p} \binom{\nu'}{p'} \binom{n_{k_0} + n_{k_1} - \nu'}{n_{k_0} - p'} (-1)^{\nu'-p'} \end{aligned}$$

At time $t = 0$, the mode is empty and the probability of finding it in the ground state $|0_{k_1}\rangle$ is equal to 1. At any later times, the photon statistics $p_{nk_1}(t)$ can be fitted neither with a poissonnian, nor an exponential one. Thus, the proposed scattering experiment permits the creation of a light source with statistical properties different from those of a thermal source or of a laser.

The plot of Figure 2 was performed on the CDC 6600 computer of the EPF-L. To limit the computing time, the initial average number of photons in the laser beam is g . Although a real laser has an average number of photons of the order of 10^{12} , it is technically not possible to increase $|\alpha_{k_0}|^2$ of many orders of magnitude. Thus Figure 2 is only of qualitative interest.

The dynamics of the initially empty cavity modes depends drastically on the average number of photons in the laser beam. In order to discuss realistic cases, the laser will be described as a classical field. Evidently, the initially empty modes of the cavity must be treated quantum-mechanically. Such an approximation will give a realistic time scale of the process.

Acknowledgments

We are very indebted to Mrs. M. Pahud and Mr. J. Dolivo for computational work.

References

- [1] P. MEYSTRE, E. GENEUX, A. FAIST and A. QUATTROPANI, Lett. al Nuovo Cimento 6, 287 (1973).
- [2] A. KASTLER, Appl. Optics 1, 17 (1962).

Wechselwirkung von TEA-CO₂-Laserimpulsen mit Metallen

von C. BALESTRA, M. SIEGRIST, G. KAECH, B. ADAM und F. KNEUBÜHL

(Labor für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Für das Studium der Wechselwirkung von kurzen Laserimpulsen der Wellenlänge $10,6 \mu$ mit Festkörpern dient uns ein Helix-TEA-CO₂-Laser. Er liefert Impulse von *ca.* 150 ns Halbwertsbreite und 1–2 MW Spitzenleistung.

Die Einwirkung dieser Impulse auf Metalle wurde unter verschiedenen Bedingungen optisch und metallographisch untersucht. Ausserdem haben wir Reflexionsmessungen durchgeführt, um Aufschluss über den zeitlichen Verlauf des Absorptionsvermögens zu erhalten.

Der Einfluss eines Flüssigkeitsfilmes auf die Wechselwirkung von TEA-CO₂-Laserimpulsen mit Festkörpern

von M. SIEGRIST, B. ADAM und F. KNEUBÜHL

(Labor für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Experimentell wurde gefunden [1], dass eine gänzlich andere Wechselwirkung der Laserimpulse mit Festkörpern auftritt, wenn deren Oberfläche mit einem anorganischen oder organischen Flüssigkeitsfilm (H₂O, etc) bedeckt ist. Es handelt sich dabei um

eine Schockwirkung, wobei ein enormer Druck auf die Probenoberfläche ausgeübt wird. Dies ergibt sich unter anderem aus den Auswirkungen auf die Proben, wie Cu, Al, Stahl, Glas und Quarz. Der Effekt äussert sich ebenfalls bei der Beobachtung des reflektierten Laserstrahls.

Literatur

[1] M. SIEGRIST, B. ADAM und F. KNEUBÜHL, Phys. Lett. 42A, 5, 352 (1973).

Untersuchung über den Einfluss des Wandbelages auf die 337 μ -Emission des HCN-Lasers

von H. J. SCHÖTZAU, B. ADAM und F. KNEUBÜHL

(Labor für Festkörperphysik, ETH Zürich)

und S. VEPŘEK

(Anorg. Chem. Institut der Universität Zürich)

Beim HCN-Submillimeter-Wellenlaser spielt die Belegung der Laserrohrwand mit Cyanpolymeren eine wesentliche Rolle. Bei belegtem Rohr wird die 337 μ -Emission auch mit reinen Wasserstoffentladungen beobachtet.

Aus dem Belag austretende HCN-Moleküle beeinflussen das radiale Verstärkungsprofil. Die von Stafsudd und Yeh [1] publizierten Messungen können damit erklärt werden.

Verschiedene Plasmamodelle werden diskutiert.

[1] O. M. STAFSUDD und Y. C. YEH, IEEE QE-5, 377 (1969).

Aenderung der Photonenstatistik Durch Verstärkungsprozesse

von P. BLASER

(Institut für angewandte Physik der Universität Bern)

Die Aenderung der Photonenstatistik beim Durchgang durch einen Laserverstärker wird untersucht. Als Signalgeber dient ein single frequency He-Ne-Laser mit einer Poisson-Statistik, als Verstärker wird ein He-Ne-Laser unterhalb der Selbsterregung verwendet. Mit zunehmendem Verstärkungsfaktor verschiebt sich die Statistik des verstärkten Signals in Richtung einer Bose-Statistik. Ursachen der Aenderung der Statistik sind Sättigungseffekte und Eigenrauschen des Verstärkers.

Vibrations- Rotations-Kopplung in Karbonylkomplexen, gelöst in gasförmigem N_2

von K. MÜLLER, P. ETIQUE und F. KNEUBÜHL

(Labor für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die F-Transformierte von Vibrations-Rotationsspektren gasförmiger Karbonyl-Komplexe (z.B. $Mo(CO)_6$) zeigt experimentell starke Abweichungen von der eigentlichen Rotationskorrelationsfunktion, wie sie z.B. von Steele berechnet wurde. Die Abweichungen können durch die Vibrations-Rotationskopplung der entarteten Schwingungen und der Vibrationsrelaxation erklärt werden. Die Wirkung der Vibrations-Rotationskopplung wird an einem Modell erläutert, das dem Blochschen Formalismus der NMR verwandt ist.

Vibrations- Rotations-Kopplung in Karbonylkomplexen, gelöst in flüssigem CCl_4

von K. MÜLLER, P. ETIQUE und F. KNEUBÜHL

(Labor für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Der Einfluss der Vibrations-Rotationskopplung und der Vibrationsrelaxation auf die Vibrations-Rotationsspektren von Karbonyl-Komplexen (z.B. $Mo(CO)_6$), gelöst in CCl_4 , wurde gemessen. Er kann erklärt werden durch die Wirkung des statistisch veränderlichen Gesamtdrehimpulses auf den vibrationellen Drehimpuls.

Physique Théorique

Une classe d'algorithmes pour le problème inverse de la diffusion

par A. HEINIGER et J.-J. LOEFFEL

(Institut de physique théorique, Université de Lausanne)

Dans la diffusion de deux particules de spin 0 interagissant par un $V(r)$ appartenant à une classe $\mathcal{V}$ de potentiels pas trop singuliers, la solution régulière $\phi(l, r)$ de l'équation de Schrödinger radiale a la propriété suivante, lorsqu'on la considère comme fonction de l (moment cinétique), l'énergie E étant fixée [1, 2]: Pour $b > 0$, la classe $\mathcal{B}_b$ (voir ci-dessous) contient un $\xi(\nu)$ et un seul avec

$$\left. \frac{1}{\phi(l, r)} \frac{d\phi(l, r)}{dr} \right|_{b=r} = \xi(l + \frac{1}{2}), \quad l = 0, 1, 2, \dots \quad (1)$$

(condition d'interpolation). Réciproquement, pour ξ donné dans $\mathcal{B}_b$, il existe un (Vr) dans $\mathcal{V}$, univoquement déterminé sur $0 < r < b$, tel que (1) soit satisfaite; pour le calculer, on tire de ξ un certain $f(r)$, puis on résoud l'équation intégrale

$$f(rs) + L(r, s) + \int_0^r L(r, t) f(ts) dt = 0, \quad (2)$$

dont la solution livre $V(r)$ par différentiation.

Lorsque $V(r)$ est de portée finie a , $a \leq b$, ces résultats constituent une solution de principe du problème inverse de la diffusion à énergie fixée [3], car alors la suite des déphasages est en correspondance biunivoque avec les dérivées logarithmiques apparaissant dans (1).

Pour tenter de résoudre ce problème inverse par approximations successives au moyen d'algorithmes exploitables numériquement, rappelons que $\mathcal{B}_b$ est la classe des $\xi(\nu)$ méromorphes dans $\text{Re } \nu \geq 0$, de la form

$$\xi(\nu) = (\nu - \tfrac{1}{2}) b^{-1} - \sum_0^m \frac{b_j}{\nu - \nu_j} + \int_0^1 m(r) r^{\nu-1/2} dr$$

$\{m(r)$ suffisamment régulière: $0 = \nu_0 < \nu_1 < \dots < \nu_m$: $b_0 \geq 0, \dots, b_m \geq 0\}$, avec

$$\text{Im } \xi(i\tau) > 0 \quad \text{pour } \tau > 0;$$

elle contient ainsi des ξ rationnels de la forme

$$\xi(\nu) = (\nu - \tfrac{1}{2}) b^{-1} + \frac{P_{n-1}(\nu)}{Q_n(\nu)}$$

Q_n : polynôme de degré n , P_{n-1} : polynôme de degré $\leq n-1$, P_{n-1} et Q_n premiers entre eux (un tel ξ sera dit de degré n). Or, pour ξ rationnel, f est donné explicitement par les zéros et les pôles de ξ et de la fonction rationnelle $\tau \mapsto \text{Im } \xi(i\tau)$ (τ réel), et de plus, l'équation intégrale (2) devient séparable; le potentiel V correspondant s'obtient ainsi sous forme fermée par recherche des zéros de deux polynômes et par solution d'un système d'équations linéaires.

Un $\xi(\nu)$ étant donné aux points $\nu = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$ par une suite de déphasages, ces remarques suggèrent une méthode générale de reconstruction de ce ξ (et du V correspondant) par des approximants rationnels $\xi^{(n)}$. En voici deux versions extrêmes:

I. $\xi^{(n)}$, de degré $\leq n$, est déterminé par les $2n$ conditions:

$$\xi^{(n)}(k + \tfrac{1}{2}) = \xi(k + \tfrac{1}{2}), \quad k = 0, 1, \dots, 2n-1 \quad (3)$$

(aucun pôle n'est fixé *a priori*).

II. $\xi^{(n)}$, de degré $\leq n$, est de la forme

$$\xi^{(n)} = (\nu - \tfrac{1}{2}) b^{-1} + \sum_0^{n-1} c_k P_k(\nu) \quad (4)$$

où

$$P_k(\nu) = \frac{(\nu - \tfrac{1}{2}) \dots (\nu - k + \tfrac{1}{2})}{(\nu + \tfrac{1}{2}) \dots (\nu + k - \tfrac{1}{2})} \cdot \frac{1}{\nu + k + \tfrac{1}{2}},$$

les c étant déterminés récursivement grâce à (3) (mais $k \leq n - 1$) (tous les pôles fixés *a priori*).

Notre étude de l'algorithme I s'est bornée jusqu'ici à des expériences numériques; nous ne savons rien de la convergence. Pour II, la suite des $\xi^{(n)}$ net peut converger vers ξ dans $\operatorname{Re} \nu \geq 0$ que si ξ y est holomorphe; dans ce cas (énoncé conjectural, démonstration en cours!): si V dans $\mathcal{V}$, de portée finie $a \leq b$, est continu et continuellement dérivable par morceaux, et tel que ξ soit holomorphe dans $\operatorname{Re} \nu \geq 0$, alors la suite des $V^{(n)}$ correspondant aux $\xi^{(n)}$ converge 'en moyenne' vers V .

Nous préparons un exposé plus détaillé. La série d'interpolation apparaissant dans II mériterait une étude à part.

Références

- [1] J.-J. LOEFFEL. Ann. Inst. Henri Poincaré 8, 339 (1968).
- [2] A. HEINIGER, Travail de diplôme, Univ. de Lausanne (1972).
- [3] Bibliographie partielle dans [1].

Off-Energy-Shell Effects in Multiple Scattering¹

by E. KUJAWSKI

(Lab. for Nuclear Science and Dept. of Physics, M.I.T., Cambridge, Mass., USA)

and E. LAMBERT

(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel, Switzerland)

The elastic scattering from a two-body bound system is investigated in order to determine what information about the nuclear structure and the projectile-nucleon interaction may be obtained at intermediate energies. Emphasis is placed on the kinematics and the importance of properly treating the overlapping potential region. The importance of higher order multiple scattering terms is also tested. Our results suggest that for nucleon scattering at intermediate energies the corrections due to properly taking into account off-energy-shell effects are likely to be comparable with the contributions due to the short-range two-body correlations.

¹) Work supported in part by the U.S. Atomic Energy Commission under Contract AT(11-1)-3069 and the Swiss National Science Foundation.

Nouvel Hamiltonien pour un plasma classique a une composante

par PH. CHOQUARD et R. R. SARI

(Laboratoire de Physique Théorique, Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne, Switzerland)

Le modèle du plasma classique à une composante, constitué de charges d'un seul signe immergées dans un bain neutralisant, pose des problèmes de stabilité non résolus jusqu'à ce jour [1]. Il nous a paru nécessaire de revenir sur la question de l'Hamiltonien même du système.

En effet, les expressions traditionnellement utilisées font implicitement l'hypothèse que le système est invariant de translation. Dans cette note, nous considérons pour illustrer les idées le cas unidimensionnel.

Soient N particules chargées, de masse m , confinées dans la boîte $A \subset \mathbb{R}^1$: $0 \leq X_j \leq L$, $j = 1, \dots, N$, et plongées dans un bain neutralisant. Leur densité est $n = N/L$. L'énergie d'interaction du système est donnée par :

$$V = V_{pp} + V_{pb} + V_{bb},$$

où

$$V_{pp} = (-e^2/2) \sum_{i,j}^N |X_j - X_i|$$

$$V_{pb} = (e^2 n) \sum_{j=1}^N \int_0^L dx |X - X_j|$$

$$V_{bb} = (-e^2 n^2/2) \int_0^L \int_0^L dx dx' |X - X'|$$

Le calcul conduit à :

$$V_{pb} = e^2 n \sum_{j=1}^N (X_j^2 - X_j L + L^2/2)$$

$$V_{bb} = -Ne^2 n L^2/6.$$

Explicitant l'ordre des particules dans la boîte, nous éliminons les valeurs absolues et nous trouvons :

$$V = e^2 L/12 + e^2 n \sum_{j=1}^N v_j^2$$

où $V_j \equiv X_j - (1/n)(j - 1/2)$. Cette expression fait clairement apparaître que V n'est pas invariant pour le groupe des translations. La position d'équilibre statique des particules, pour laquelle $V_j = 0$, se situe aux points $X_j^{(0)} = (1/n)(j - 1/2)$, c'est-à-dire au centre des mailles de largeur $1/n$. Il n'y a aucune influence des bords de la boîte sur l'équilibre statique du système. Enfin, chaque particule est liée harmoniquement au voisinage de sa position statique. Cet aspect est toutefois exagéré sous cette version, car en fait, nous verrons que seul le barycentre des particules est couplé au bain. En effet, à partir de la définition du barycentre, $c \equiv (1/N) \sum_{j=1}^N X_j$, et moyennant l'identité :

$$(1/2N) \sum_{j,j'}^N (v_j - v_{j'})^2 \equiv \sum_{j=1}^N v_j^2 - (1/N) \sum_{j,j'}^N v_j v_{j'}$$

V s'écrit :

$$V = e^2 L/12 + Ne^2 n (c - L/2)^2.$$

Sous cette forme, il est manifeste que l'effet du couplage du barycentre au bain provoque des difficultés quand on évalue les fonctions d'équilibre du système en

supposant l'invariance de translation. En effet, la valeur moyenne $\langle V \rangle$ sur une densité homogène se comporte comme NL^2 , à toute dimension. Donc, par particule, elle est violemment non extensive à une dimension, juste extensive à deux dimensions. Et à trois dimensions, c'est un terme de surface. Toutefois, la variance $\langle V^2 \rangle - \langle V \rangle^2$, comme NL^4 , est non extensive à une, deux et trois dimensions. Il semble donc qu'on ne puisse pas ignorer l'influence du barycentre.

Dans un formalisme généralisable à toute dimension, nous introduisons les densités $n(X) = \sum_{j=1}^N \delta(X - X_j)$. V s'écrit :

$$V = (-e^2/2) \int_0^L \int_0^L dx dx' \delta n(x) |X - X'| \delta n(x')$$

où $\delta n(x) \equiv n(x) - n$. A ce stade, nous introduisons la double transformée de Fourier du potentiel :

$$\varphi(|X - X'|) = (1/L) \sum_{KK'} \exp(iKX - iK'X') \tilde{\varphi}_{KK'}$$

où

$$\tilde{\varphi}_{KK'} = (1/L) \int_0^L \int_0^L dx dx' \exp(-iKX + iK'X') \varphi(|X - X'|)$$

et

$$\varphi(|X|) = -|X|$$

Le calcul montre que :

$$\tilde{\varphi}_{KK'} = \frac{2}{K^2} \delta_{KK'} + \frac{2}{KK'}, \quad (K \text{ et } K' \text{ différents de } 0).$$

Dans la décomposition habituelle des $n(x)$:

$$\begin{aligned} n(x) &= \sum_{j=1}^N \sum_K \exp(iK(X - X_j)) \\ &= (1/L) \sum_K \exp(iKX) n_K, \end{aligned}$$

nous avons :

$$\begin{aligned} V &= (e^2/2L) \sum'_{KK' \neq 0} n_K \tilde{\varphi}_{KK'} n_{-K'} \\ &= (e^2/L) \sum'_{K \neq 0} \left(\frac{n_K n_{-K}}{K^2} \right) + (e^2/L) \sum'_{KK' \neq 0} \left(\frac{n_K n_{-K'}}{KK'} \right). \end{aligned}$$

Nous constatons que le premier terme de V reproduit l'expression usuelle de l'interaction. Pour signifier le terme supplémentaire, nous utilisons la relation $K = 2\pi i\nu/L$, $\nu \in \mathbb{N}$. La correction s'identifie alors à $e^2 n N (c - L/2)^2$. Il est possible de montrer que cette expression de l'Hamiltonien d'interaction reproduit l'Hamiltonien de Baxter [2]. Toutefois, la constante additive est ici déterminée de manière précise.

Une analyse similaire à trois dimensions semble indiquer que le terme habituel de l'Hamiltonien est corrigé par un terme de centre de gravité. Les conséquences de ce terme non-invariant de translation sont actuellement à l'étude pour comprendre la nature des états d'équilibre, en particulier l'apparition d'états inhomogènes permettant de stabiliser le système.

Références

- [1] PH. CHOQUARD et R. R. SARI, Phys. Let. **40A**, 109 (1972).
- [2] R. J. BAXTER, Proc. Camb. Phil. Soc. **59**, 779 (1963).

Propagation d'une mutation dans un domaine

par M. MICHALAKIS et CH. GRUBER

(Lab. de Physique Théorique, EPF-Lausanne)

En supposant qu'une mutation peut apparaître soit spontanément, soit être transmise par les parents aux descendants, ou encore disparaître spontanément, nous avons formulé un modèle décrivant l'évolution d'une mutation. Ce modèle donne lieu à un système différentiel non linéaire dont nous discutons les solutions et l'état d'équilibre. Dans un cas particulier, nous avons calculé explicitement cet état d'équilibre et nous avons montré, qu'il est unique et asymptotiquement stable.

Sur la détermination de la fonction de partition de systèmes unidimensionnels

par M. ROMERIO et P. A. VUILLERMOT

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, Suisse)

La fonction de partition de systèmes unidimensionnels avec interaction entre plus proches voisins est déterminée en utilisant le langage de la théorie des groupes, par la méthode de l'opérateur de transfert.

Le problème aux valeurs propres associé à cet opérateur se résout en faisant usage de résultats classiques d'analyse harmonique, ce qui permet de retrouver les résultats bien connus concernant les modèles d'Ising et de Heisenberg classique du ferromagnétisme.

La méthode est également appliquée à des modèles réticulaires de longues barres, en vue de l'étude de cristaux liquides.

Solution exacte du modèle de maier et saupe d'un cristal liquide nématique a une dimension

par P. A. VUILLERMOT et M. ROMERIO

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, Suisse)

Les versions réticulaires planaire et spatiale du modèle de Maier et Saupe d'un cristal liquide nématique sont résolues exactement pour un réseau unidimensionnel, sans conditions aux limites périodiques, dans le langage de la théorie des groupes.

On étudie en particulier les fonctions de corrélation à deux molécules et on montre que les deux systèmes étudiés ne manifestent aucun changement de phase sauf à $T = 0$, comme c'est le cas pour le modèle de Heisenberg classique à une dimension.

Mécanique quantique sur l'espace de phase

par P. HUGUENIN

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

La transformation de Weyl-Wigner permet de construire une représentation du mouvement quantique par des opérateurs intégraux sur l'espace de phase. Les états du système sont déterminés par leur distribution de quasi-probabilité sur l'espace de phase et le mouvement est décrit par un opérateur intégral orthogonal.

Ce formalisme est souvent utilisé pour développer des méthodes d'approximation. Nous l'utilisons ici pour obtenir des résultats exacts. En particulier nous démontrons l'expression de la section efficace à partir de la matrice S .

Asymptotic Time Behaviour of the Velocity Autocorrelation Function

by W. PEIER

(Institut für Theoretische Physik der Universität Zürich)

The long-time behaviour of the velocity autocorrelation function of a moderately dense gas interacting through repulsive short-range forces is investigated quantum-mechanically starting from the exact master equation for the one-particle density matrix. Instead of the exponential time decay expected from hydrodynamics (Chapman-Enskog theory) a much slower decay is found. The result differs from that obtained for a Lorentz gas. The difference is explained by the occurrence of long-range correlations.

An Equivalence for Mixing¹

by P. v. HOYNINGEN-HUENE

(Institut für Theoretische Physik der Universität Zürich)

Let (Γ, μ, T_t) be an abstract dynamical system with $\mu(\Gamma) = 1$. Then the following equivalence holds: T_t is mixing if and only if for every $\rho(x; 0) \in L_2(\Gamma, \mu)$ with $\int_{\Gamma} \rho(x; 0) d\mu = 1$ the function $\rho(x; t) = \rho(T_{-t}x; 0)$ converges weakly to $1 \in L_2(\Gamma, \mu)$ as t tends to infinity. Physically, this means that, if the Liouvillian of the system exists, every normalized solution of the Liouville equation converges weakly to the microcanonical ensemble independently of the initial condition. This ensures the convergence of all expectation values in the limit $t \rightarrow \infty$. The other direction of the equivalence may be used to prove the mixing property for certain systems.

¹⁾ Supported by the Swiss National Science Foundation.

Collective Phonon Excitations in Solids

by P. F. MEIER

(IBM Zurich Research Laboratory, Rüschlikon)

A new approach to the microscopic treatment of a system of interacting phonons is developed. Introduction of a matrix of retarded Greens functions allows a description of dynamic cooperative phenomena especially suited to investigate coupling of displacement and energy density correlations in the hydrodynamic domain. The general method is applied in conjunction with perturbation theory to the model of an anharmonic crystal. For long wavelengths and low frequencies a three-variable theory, which includes the fluctuations in the energy density, leads to expressions expected from phenomenological equations. This derivation is direct and avoids complicated treatment of hydrodynamic singularities of other microscopic theories. Finally, it is shown that a four-variable theory can account for second sound and its coupling to first sound.

Compressibility of Metallic Hydrogen

by E. STOLL, T. SCHNEIDER and P. F. MEIER¹⁾

(IBM Zurich Research Laboratory, Rüschlikon)

The zero-frequency compressibility of a metal (as obtained from the long-wavelength phonon spectrum) is in general equal to the thermodynamic compressibility (calculated from the total energy). However, if both quantities are calculated only by means of a perturbation expansion of finite order, this equality is no longer ascertained. The associated discrepancy has led to a controversy on the reliability of different calculations of the equation of state of metallic hydrogen. Within the adiabatic and harmonic approximation and two-body interactions we have calculated the compressibility of metallic hydrogen at various pressures in both ways. For pressures ranging from 2 to 100 Mbar we find differences smaller than 10%.

¹⁾ IBM-Postdoctoral Fellow from the Institute of Theoretical Physics, University of Zurich.

Pulses thermiques dans les solides diélectriques

par H. BECK et R. BECK

(Institut für Theoretische Physik d. Univ. Zürich)

L'équation de Boltzmann est résolue dans l'approximation de temps de relaxation moyens pour processus normaux et résistifs. La transformée de Fourier de la température locale dans une expérience de pulse thermique est calculée pour un modèle de Debye à 3 polarisations. On décrit ainsi en régime hydrodynamique la propagation du second son et la diffusion thermique, et à haute fréquence le transport de chaleur par phonons ballistiques. Dans le domaine intermédiaire, on trouve que le second son ne peut exister en-dessous d'une certaine température critique, où sa vitesse est maximum, celle-ci décroissant lorsque la température augmente, tendant finalement vers zéro.

Phase Transition for an Ising Model with 3-Body Interactions

by D. MERLINI, A. HINTERMANN and CH. GRUBER

(Lab. de Physique Théorique, EPF-Lausanne)

A lower bound for the magnetization and the critical temperature of a spin $\frac{1}{2}$ lattice system with 3-body forces is derived by means of HT-HT duality and GKS inequalities.

Inequalities for the Exponents of Critical Slowing-Down in Hermitian Kinetic Ising Models

by T. SCHNEIDER and S. SARBACH

(IBM Zurich Research Laboratory, Rüschlikon)

We consider kinetic Ising models with a hermitian and semi-positive definite transition probability. Applying recently derived inequalities, we determine lower bounds for the exponent z of the characteristic frequencies which characterize the critical slowing down of the order parameter- and energy-fluctuations. Specifically we consider Kawasaki's exchange model and the model of Kadanoff and Swift. In both cases we find $z \geq 4 - \eta$.

Determination du point fixe pour le modèle d'Ising a trois dimensions dans le formalisme de Wilson

par PH. CHOQUARD et R. R. SARI

(Laboratoire de Physique Théorique, Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne, Switzerland)

Dans sa théorie du point critique [1], Wilson a considéré un Hamiltonien généralisé à la Landau où les spins fluctuent, et non un Hamiltonien de spin $\frac{1}{2}$ strict. Il se pose alors la question de savoir ce qu'il advient en particulier de sa formule de récurrence dans ce cas, le point non trivial étant que l'Hamiltonien de départ pour le modèle à spin $\frac{1}{2}$ strict est à un seul paramètre, alors que celui de Wilson est à deux paramètres.

De la formulation champ du problème [2], nous déduisons la forme suivante pour 'l'Hamiltonien' de départ :

$$-\beta\mathcal{H} \equiv H_0 = -\frac{1}{2} \sum_{\mathbf{K}} \frac{1}{\beta\tilde{V}(\mathbf{K})} \tilde{\varphi}_{\mathbf{K}} \tilde{\varphi}_{-\mathbf{K}} + \sum_n \ln(2h \varphi_n) \quad (\text{a})$$

où φ_n est une variable de champ interne. Nous admettons que l'interaction $V(r, r')$ est ferromagnétique et que sa transformée de Fourier est donnée par :

$$\tilde{V}(\mathbf{K}) = 6J(1 + K^2/K_0^2)^{-1},$$

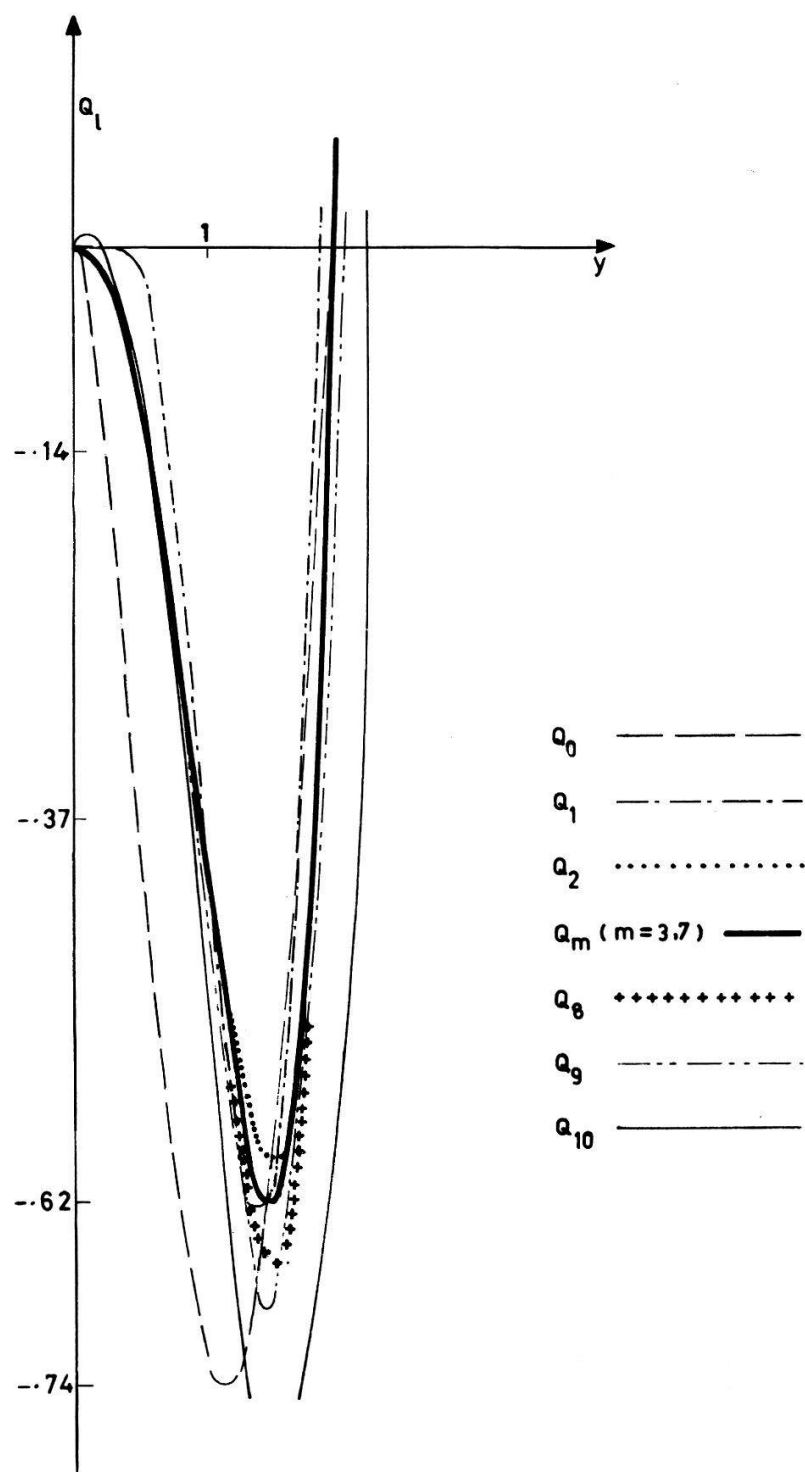


Figure 1

K_0 étant une mesure de la portée des forces. Identifiant (a) à son expression générale dans le schéma de Wilson :

$$H_0 = -\frac{1}{2} \int |\nabla s(\mathbf{x})|^2 d^3 \mathbf{x} - \int Q_0[s(\mathbf{x})] d^3 \mathbf{x}$$

nous déduisons que :

$$Q_0[s] = \frac{U_0^2}{2} s^2 - \ln \text{ch}(ts)$$

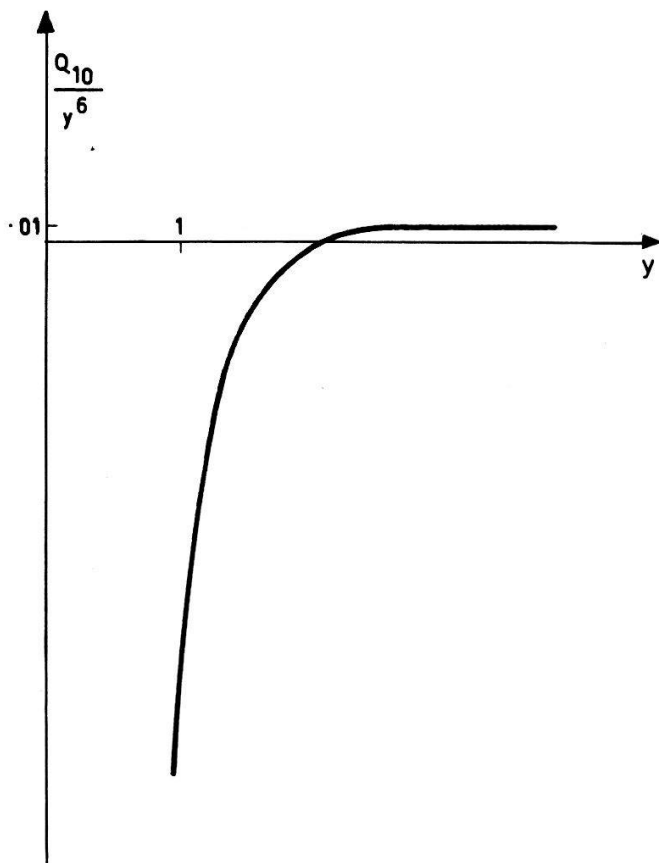


Figure 2

où $t = (K_0^2 \sigma \beta J)^{1/2}$ et s correspond à $s_n = (K_0^2 \sigma \beta J)^{-1/2} \cdot \varphi_n$. Le terme constant $\ln 2$ a été omis. Avec le choix de la portée des forces $K_0^2 = 2$, nous adopterons donc pour Q_0 l'expression suivante, y remplaçant la variable s :

$$Q_0(y) = y^2 - \ln \operatorname{ch}(ty).$$

Les 'hamiltoniens effectifs', pour différents 'cut-off' du vecteur d'onde K , sont reliés par la relation de récurrence:

$$Q_{l+1}(y) = -8 \ln \left\{ \frac{I_l(y/\sqrt{2})}{I_l(0)} \right\} \quad (b)$$

où

$$I_l(z) = \int_{-\infty}^{\infty} du \exp \left\{ -u^2 - \frac{1}{2} [Q_l(z+u) + Q_l(z-u)] \right\} \quad l = 0, 1, 2, \dots$$

Au point critique, $t = t^*$, on s'attend à ce que la suite $Q_l(y)$ approche d'un point fixe stable, $Q^*(y)$, lorsque l tend vers l'infini. Pour localiser t^* , nous avons fait varier le paramètre t jusqu'à stabiliser le second zéro de Q_l , $l = 0, \dots, 10$. Un article détaillé sur la procédure numérique adoptée paraîtra ultérieurement.

Les résultats sont consignés sur les figures 1 et 2. Pour $t = 2,39449$, nous observons que les courbes Q_3 jusqu'à Q_8 se recouvrent presque entièrement. Un écart par rapport à Q_8 se manifeste dans Q_9 et s'amplifie sensiblement dans Q_{10} . L'examen de la Table I où

Table I

Q_l	zéros de Q_l	$t = 2,39448$	zéros de Q_l	$t = 2,39449$
Q_0	2,056	+	2,053	+
Q_1	1,987	+	1,985	+
Q_2	2,068	+	2,057	+
Q_3	2,061	+	2,054	+
Q_4	2,062	+	2,055	+
Q_5	2,063	+	2,056	+
Q_6	2,057	+	2,062	+
Q_7	2,050	+	2,068	+
Q_8	2,027	+	2,098	+
Q_9	1,879	+	2,114	+
Q_{10}	1,135	+	2,310	+

sont représentés les zéros de Q_l pour $t = 2,39448$ et $t = 2,39449$ révèle que cet écart serait réduit si l'on corrige la dernière décimale de t . Donc la valeur de t^* est comprise entre 2,39448 et 2,39449. Enfin la Figure 2 donne le comportement asymptotique de Q_l : Q_{10}/y^6 tend vers 0,01 pour y grand et $t = 2,39449$.

Références

- [1] K. G. WILSON et J. KOGUT, Lecture Notes, Princeton University (July 1972).
- [2] PH. CHOQUARD, Seminar Lectures in Statistical Physics, University of Illinois (March 1971).

Gaz de bose et théorie de Wilson

par S. P. OHANESSIAN et A. QUATTROPANI

(Laboratoire de Physique Théorique, Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne, Switzerland)

Dans une série de travaux récemment publiés, K. G. Wilson (v.p. ex.[1]) a développé une théorie permettant de décrire le comportement de systèmes réticulaires au point critique, plus précisément en $T = T_c^+$.

Nous présentons ici quelques remarques sur la possibilité d'appliquer cette théorie à des systèmes continus; en particulier nous montrons dans quel sens le gaz de Bose correspond au modèle gaussien dans la théorie de Wilson.

La grande fonction de partition Z d'un gaz de Bose libre dans une enceinte de volume V et avec des conditions aux bords périodiques s'écrit dans la représentation des états cohérents:

$$Z(\beta, \mu, V) = \prod_k \int \frac{d^2 \alpha_k}{\pi} \left\langle \{ \alpha_k \} \left| \exp \left\{ -\beta \sum_k (\epsilon_k - \mu) a_k^+ a_k \right\} \right| \{ \alpha_k \} \right\rangle. \quad (1)$$

Cette fonction peut se calculer exactement et l'on obtient ainsi à la limite thermodynamique, pour la pression p :

$$\frac{\ln Z}{\beta V} \rightarrow p = S(\beta) F_{5/2}(\beta|\mu|) \Gamma(5/2) \quad (2)$$

où

$$S(\beta) = (1/6\pi^2 \beta^{5/2}) (2m/\hbar^2)^{3/2}$$

et

$$F_{5/2}(y) = \frac{4}{3} \sqrt{\pi} y^{3/2} + \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r \xi(\frac{5}{2} - r) y^r}{r!}$$

$$\cong 2,363 y^{3/2} + 1,342 - 2,363 y - 0,730 y^2 + \dots$$

Notons que Z n'existe que pour des potentiels chimiques $\mu \leq 0$.

Considérons maintenant un modèle gaussien dont la fonction de partition est définie comme suit :

$$Z_G = \prod_{|k| < k_M} \int \frac{d^2 \alpha_k}{\pi} \exp\{-\beta(\epsilon_k - \mu) |\alpha_k|^2\}. \quad (3)$$

La théorie de Wilson est applicable à ce modèle. Le point critique est défini par $\mu = 0$ comme pour le cas du gaz de Bose libre.

La pression p_G du modèle gaussien s'écrit :

$$p_G = S(\beta) \left\{ \pi(\beta|\mu|)^{3/2} + \frac{2}{3} X_M^{3/2} - 2\beta|\mu| X_M^{1/2} - 2(\beta|\mu|)^{3/2} \operatorname{arctg} \left(\frac{\beta|\mu|}{X_M} \right)^{1/2} \right\}$$

où

$$X_M \equiv \frac{\hbar^2}{2m} \beta k_M^2. \quad (4)$$

En exigeant l'égalité des pressions p et p_G à l'ordre $(\beta|\mu|)^{n+1}$ c'est-à-dire

$$p = p_G + O((\beta|\mu|)^{n+1}) \quad (5)$$

nous obtenons une forme explicite du vecteur d'onde k_M de coupure.

$X_M \equiv (\hbar^2 \beta / 2m) k_M^2$ s'exprime alors comme un polynôme d'ordre n en $\beta|\mu|$, que nous notons $X_M^{(n)}(\beta|\mu|)$.

Il est facile de montrer que $X_M^{(n+1)}(\beta|\mu|)$ permettant de vérifier (5) à l'ordre $(\beta|\mu|)^{n+2}$ vérifie l'équation :

$$X_M^{(n+1)}(\beta|\mu|) = X_M^{(n)}(\beta|\mu|) + a_{n+1}(\beta|\mu|)^{n+1}.$$

La convergence de la suite $X_M^{(n)}(\beta|\mu|)$ n'a pas été examinée.

La théorie de Wilson s'applique strictement pour $X_M = X_M^{(0)}$, mais pour que la thermodynamique des deux modèles au voisinage du point critique soit la même, il faut choisir au moins

$$X_M = X_M^{(1)}(\beta|\mu|) = 1,927 - 0,501\beta|\mu|.$$

Notons enfin que Z_G s'obtient de Z , en considérant la limite

$$\beta(\epsilon_k - \mu) \leq \beta(\epsilon_{k_M} - \mu) = X_M + \beta|\mu| \ll 1$$

puisque alors $\exp\{[\exp(-\beta(\epsilon_k - \mu)) - 1] |\alpha_k|^2\}$ tend vers $\exp\{-\beta(\epsilon_k - \mu) |\alpha_k|^2\}$.

Cette condition n'est pas vérifiée puisque X^M est de l'ordre de 2. Néanmoins, le modèle gaussien permet de recouvrer les résultats du gaz de Bose libre.

La possibilité d'appliquer la théorie de Wilson à un système de Bose en interaction est à l'étude.

Références

- [1] K. G. WILSON et J. KOGUT, *The Renormalization Group and the ϵ Expansion* (Princeton Univ. Lecture Notes, 1972).
- [2] F. LONDON, *Superfluids*, Vol. II (Dover, New York 1961).

Développement en cumulants de la fonction de partition d'un système de bose

par S. P. OHANESSIAN et A. QUATTROPANI
(Lab. de Physique Théorique, EPF-Lausanne)

Pour un système de bosons en interaction, nous présentons le calcul de la grande fonction de partition dans la représentation des états cohérents. Dans le cas d'un potentiel d'interaction conservant l'énergie cinétique, nous obtenons à l'aide de la théorie des cumulants, un développement en puissance de l'activité. A la limite classique cette expression tend vers le développement de Mayer.

Relations de scaling pour un ferromagnéto-électrique linéaire

par E. ASCHER et P. B. SCHEURER
(Battelle, Advanced Studies Center, 7 route de Drize, 1227 Carouge-Genève)

Les relations dont il s'agit dans cette communication sont celles de Rushbrooke. Celles de Coopersmith peuvent être traitées exactement de la même manière, mais nous ne le ferons pas ici.

Rappelons d'abord que les inégalités de Rushbrooke et de Coopersmith expriment tout simplement des conditions nécessaires pour la stabilité du système: on considère la densité d'enthalpie libre g et l'on exprime que le hessien de g (par rapport aux variables considérées) est négatif semidéfini.

Dans le cas qui nous occupe ici, g est fonction des champs électrique E et magnétique H et de la température T . Le hessien s'écrit

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial^2 g}{\partial E^2} & \frac{\partial^2 g}{\partial E \partial H} & \frac{\partial^2 g}{\partial E \partial T} \\ \frac{\partial^2 g}{\partial H \partial E} & \frac{\partial^2 g}{\partial H^2} & \frac{\partial^2 g}{\partial H \partial T} \\ \frac{\partial^2 g}{\partial T \partial E} & \frac{\partial^2 g}{\partial T \partial H} & \frac{\partial^2 g}{\partial T^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\kappa_{TH} & -\alpha_T & -\pi_{EH}^P \\ -\tilde{\alpha}_T & -\chi_{TE} & -\pi_{EH}^M \\ -\tilde{\pi}_{EH}^P & -\tilde{\pi}_{EH}^M & -\frac{c_{EH}}{T} \end{pmatrix}$$

Les indices inférieurs indiquent ici les grandeurs maintenues constantes, κ et χ sont les susceptibilités électrique et magnétique, c la chaleur spécifique, α le coefficient magnéto-électrique, π^P le coefficient pyro-électrique et π^M le coefficient pyromagnétique. Il s'agit d'une matrice 7×7 et le tilde indique le transposé. Pour simplifier l'écriture, nous abandonnons l'écriture tensorielle: les coefficients sont des scalaires. Cela veut dire soit que le milieu est isotrope, soit que nous considérons deux directions bien choisies d'un milieu anisotrope, par exemple la direction de l'aimantation spontanée et celle de la polarisation spontanée dans la phase orthorhombique de la boracite de nickel et d'iode, $\text{Ni}_3\text{B}_7\text{O}_{13}\text{I}$. En effet, cette substance a une température critique, à 60°K environ, en-dessous de laquelle elle est à la fois ferroélectrique et ferromagnétique.

Les conditions nécessaires de la stabilité de cette phase s'expriment par les relations suivantes_x

$$\begin{aligned} -\kappa_{TH} &\leq 0 \\ -\chi_{TE} &\leq 0 \\ -\frac{c_{EH}}{T} &\leq 0 \\ \kappa_{TH}\chi_{TE} - \alpha_T^2 &\geq 0 \end{aligned} \quad (1)$$

$$\kappa_{TH} \frac{c_{EH}}{T} - (\pi_{EH}^P)^2 \geq 0 \quad (2)$$

$$\chi_{TE} \frac{c_{EH}}{T} - (\pi_{EH}^M)^2 \geq 0 \quad (3)$$

$$-\kappa_{TH}\chi_{TE} \frac{c_{EH}}{T} + \kappa_{TH}(\pi_{EH}^M)^2 + \chi_{TE}(\pi_{EH}^P)^2 + \frac{c_{EH}}{T} \alpha_T^2 - 2\alpha_T \pi_{EH}^P \pi_{EH}^M \leq 0.$$

Les trois inégalités (1), (2) et (3) donnent lieu aux inégalités de Rushbrooke et de Coopersmith.

Pour le montrer dans le cas de celles de Rushbrooke, nous introduisons les exposants critiques suivants

$$\begin{aligned} \kappa_{TH} &\sim (-\epsilon)^{-\gamma'_P} & \chi_{TE} &\sim (-\epsilon)^{-\gamma'_M} & \alpha_T &\sim (-\epsilon)^{-\gamma'_{PM}} \\ \pi_{EH}^P &\sim (-\epsilon)^{\beta_P-1} & \pi_{EH}^M &\sim (-\epsilon)^{\beta_M-1} & \frac{c_{EH}}{T} &\sim (-\epsilon)^{-\alpha'} \\ P_0 &\sim (-\epsilon)^{\beta_P} & M_0 &\sim (-\epsilon)^{\beta_M} & c_{TH} &\sim (-\epsilon)^{-\alpha'} \\ \epsilon &= \frac{T - T_c}{T_c} & f &\sim (-\epsilon)^{2-\alpha'} \end{aligned}$$

Il vient alors

$$\begin{aligned} (-\epsilon)^{-\gamma'_P-\gamma'_M} &\geq (-\epsilon)^{2\gamma'_{PM}} \\ \gamma'_P + \gamma'_M &\geq 2\gamma'_{PM} \end{aligned} \quad (1')$$

$$\begin{aligned} (-\epsilon)^{-\gamma'_P-\alpha'} &\geq (-\epsilon)^{2(\beta_P-1)} \\ \alpha' + \gamma'_P + 2\beta_P &\geq 2 \end{aligned} \quad (2')$$

$$(-\epsilon)^{-\gamma'_M - \alpha'} \geq (-\epsilon)^{2(\beta'_M - 1)}$$

$$\alpha' + \gamma'_M + 2\beta'_M \geq 2. \quad (3')$$

La relation (1') est nouvelle, (2') et (3') sont les inégalités de Rushbrooke habituelles.

Ouvrons ici une parenthèse pour souligner combien il est important de préciser toujours les grandeurs que l'on fixe. Ainsi la susceptibilité électrique isotherme à aimantation constante diffère de celle à champ magnétique constant de la manière suivante:

$$\kappa_{TM} = \kappa_{TH} - \frac{\alpha_T^2}{\chi_{TE}}.$$

On voit qu'elles coïncident seulement en l'absence de l'effet magnéto-électrique. D'une façon similaire, on a:

$$\chi_{TP} = \chi_{TE} - \frac{\alpha_T^2}{\kappa_{TH}}.$$

On obtient ces relations et beaucoup d'autres le plus simplement du monde en prenant les hessiens dérivés de l'enthalpie libre et de l'énergie respectivement et en les diagonalisant de toutes les manières possibles d'après la méthode de Jacobi. Cela introduit – comme l'a montré Tisza – les transformées de Legendre de ces deux potentiels thermodynamiques. On obtient ainsi, par exemple, aussi les inégalités suivantes

$$\kappa_{HT} \geq \kappa_{HS} \geq \kappa_{Ms} \geq 0$$

$$\kappa_{HT} \geq \kappa_{MT} \geq \kappa_{Ms} \geq 0$$

$$\chi_{ET} \geq \chi_{Es} \geq \chi_{Ps} \geq 0$$

$$\chi_{ET} \geq \chi_{PT} \geq \chi_{Ps} \geq 0$$

$$c_{EH} \geq c_{EM} \geq c_{PM} \geq 0$$

$$c_{EH} \geq c_{PH} \geq c_{PM} \geq 0$$

Passons maintenant aux ferromagnéto-électriques linéaires. Ce sont des substances caractérisées par les équations constitutives suivantes:

$$P = P_0 + \epsilon_0 \kappa E + \frac{1}{c} \alpha H$$

$$M = M_0 + \frac{1}{c} \alpha E + \mu_0 \chi H$$

c'est-à-dire que ces corps sont à la fois ferro-électriques ($P_0 \neq 0$) et ferromagnétiques ($M_0 \neq 0$) et alors forcément magnéto-électriques ($\alpha \neq 0$). Ces équations constitutives peuvent être considérées comme équations d'état dérivées de la densité d'enthalpie libre suivante:

$$-g(E, H, T) = P_0(T) E + M_0(T) H + \frac{\epsilon_0}{2} \kappa(T) E^2 + \frac{1}{c} \alpha(T) EH + \frac{\mu_0}{2} \chi(T) H^2.$$

Il est important de se rendre compte que cette expression est valable pour un monodomaine ferromagnéto-électrique; c'est pourquoi les termes linéaires apparaissent. Nous

allons déterminer la densité d'énergie libre

$$f(P, M, T) = g - \frac{\partial g}{\partial E} E - \frac{\partial g}{\partial H} H.$$

On trouve

$$f = \frac{\mu_0 \chi}{2 \delta} (P - P_0)^2 - \frac{1}{c} \frac{\alpha}{\delta} (P - P_0) (M - M_0) + \frac{\epsilon_0 \kappa}{2 \delta} (M - M_0)^2$$

avec

$$\delta = \frac{1}{c^2} (\kappa \chi - \alpha^2)$$

ou encore

$$f(P, M, T) = f_0(T) + f_1(P, M, T)$$

avec

$$f_0(T) = \frac{\mu_0 \chi}{2 \delta} P_0^2 - \frac{1}{c} \frac{\alpha}{\delta} P_0 M_0 + \frac{\epsilon_0 \kappa}{2 \delta} M_0^2.$$

C'est le terme $f_0(T)$ qui nous intéresse, car il est le seul à être différent de zéro à champs extérieurs nuls.

L'hypothèse de scaling est une sorte d'hypothèse d'homogénéité forte. On sait que les potentiels thermodynamiques sont homogènes (de premier degré) dans les variables extensives. En d'autres mots, chaque terme d'un potentiel thermodynamique dépend de la même manière du volume du système. L'hypothèse de scaling revient à demander, par exemple dans le cas considéré par Rushbrooke, qu'au voisinage d'un point critique et à champs extérieurs nuls, chaque terme dépende de la même manière de la différence de température $T - T_c$. C'est un des buts de notre travail en cours que de montrer d'une façon approfondie la relation entre homogénéité et scaling. Aujourd'hui nous voulons seulement illustrer cette idée. Considérons en effet le terme $f_0(T)$. Après avoir tenu compte de la variation de δ en fonction de ϵ , nous obtenons les égalités suivantes entre les exposants critiques

$$\delta \sim (-\epsilon)^{-\gamma'_P - \gamma'_M} = (-\epsilon)^{2\gamma_{PM}}$$

$$2 - \alpha' = \gamma'_P + 2\beta_P = \gamma'_{PM} + \beta_P + \beta_M = \gamma'_M + 2\beta_M$$

ce qui nous donne les égalités correspondant aux inégalités (1'), (2') et (3'), obtenues précédemment, et une quatrième égalité, leur conséquence, qu'il vaut peut-être la peine de mettre en évidence:

$$\gamma'_P - \gamma'_M = 2(\beta_M - \beta_P). \quad (4)$$

Symmetry Breakdown and Phase Transition in General Lattice Systems

by CH. GRUBER

(Lab. de Physique Théorique, EPF-Lausanne)

The symmetry group is defined using the general group structure which can be introduced on any finite or infinite lattice system. The problem of phase transitions associated with a symmetry breakdown of the state will be discussed. In particular we show that for a large class of models it is possible to prove the existence of such a phase transition by means of a generalization of Peierl's argument. This generalization is based upon the Duality Transformations recently published. Moreover we shall also discuss the problem of phase transitions and symmetry breakdown by means of an infinite set of equations for the correlation functions; these equations present an advantage over other similar equations and reflect the symmetry of the model; on the other hand they yield better bounds for the critical temperature.

Relativistic and Quantal Structure of Thermodynamics

by PAUL B. SCHEURER

(Ecole de Physique Genève et A.S.C. Battelle Genève)

Modern differential geometry is applied to 1-forms $\xi_\mu dp^\mu$ of entropy over thermodynamical manifolds. Euler-Lagrange and Hamilton equations are obtained and identified with the usual thermic and caloric equations. The first principle is shown to correspond to a Lorentz transform for energy, and reciprocally, the Lorentz transform for time can be given the form of a first principle of time. Using a convenient Legendre transform between action and entropy, statistical features of thermodynamics are corresponding to quantal ones of dynamics.

Reference

P. B. SCHEURER, C.R. Séances SPHN Genève, NS 7, fasc. 2-3, Séance du 30 novembre 1972.

States and Topology in Stueckelberg's Formulation of Thermodynamics

by CH. GRUBER

(Lab. de Physique Théorique, EPF-Lausanne)

We propose to generalize the equilibrium part of Stueckelberg's 2nd Principle in the following way: 'Any equilibrium state ξ of an isolated system Σ_{00} is such that its entropy $S[\xi]$ is a *local, isolated*, maximum among the admissible states'.

With this form of the 2nd Principle we have to define the notion of states and the topology considered. We show that there exists a definition which yields a mathematical description of homogeneous metastable and inhomogeneous stable states. The mathematical and physical consequences of this structure will be discussed; the connection between this formalism and the formalism of statistical mechanics will be briefly presented.