

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 52 (1979)
Heft: 3

Vereinsnachrichten: Rapport de la session de printemps de la Société Suisse de Physique à Bâle les 5 et 6 avril 1979

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: 01.02.2026

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

Rapport de la Session de Printemps de la Société Suisse de Physique à Bâle les 5 et 6 Avril 1979

	<i>Printemps 1977/79</i>	<i>Printemps 1979/81</i>
Président(e)	Prof. Ph. Choquard, EPF-L	Mme Prof. I. Zschokke, Uni. Bâle
Vice-Président(e)	Mme Prof. I. Zschokke, Uni. Bâle	Prof. P. Dinichert, L.S.R.H., Ne. Prof. Ingo Sick, Uni. Bâle
Secrétaire	Prof. P. Erdös, Uni. Lausanne	Prof. P. F. Meier, Uni. Zürich
Membres du bureau	Prof. P. F. Meier, Uni. Zürich Prof. A. Heym, EPF-L	Prof. A. Heym, EPF-L

Partie Administrative

I. Membres

Les membres ordinaires suivants ont été reçus au sein de notre Société: Laurenz Altwegg (Bâle), Rémy Baillif (Genève), Jürg Balmer (Berne), Michel Christen (Genève), Thierry Courvoisier (Zürich), Bernard Delley (Bâle), David Ernest (Zürich), René Hasse (Bâle), Olivier Liengme (Neuchâtel), Otto-Ernst Martin (Zürich), H. J. Mathieu (Lausanne), Jean-Jacques Meister (Lausanne), Gerhard Müller (Bâle), Wolfgang Nolting (D-Münster), Jacobus Van Der Maas (Lausanne).

La Société comprend actuellement 1192 membres individuels, 6 membres collectifs et 13 bibliothèques.

II. Séance Administrative

Ouverture de la séance jeudi 5 avril à 14.00 h dans les locaux de l'Institut de Physique à Bâle. Présents: 50 membres.

1. Procès-verbal de l'Assemblée Générale du 6.10.1978

Approuvé sans commentaires.

2. Communications du bureau

Le Comité a approuvé deux requêtes pour soutenir l'organisation de réunions régionales: celle de l'Association Vaudoise des Chercheurs en Physique (AVCP) et la journée de Gwatt, organisées dans les domaines de la supraconductivité. Il a été accordé respectivement Fr. 3.000.-- et Fr. 2.000.--. D'autres subsides sont prévus pour de nouveaux congrès.

En ce qui concerne l'affaire Orlov, et suite à la lettre d'information sur notre action adressée aux sociétés de physique étrangères, deux sortes de réponses nous sont parvenues: celles qui approuvent vivement notre action (Angleterre, U.S.A., France, Allemagne), et celles qui souhaitent se distancer de nos propos (Belgique, Hollande, Italie, Japon).

3. *Rapport des vérificateurs de comptes*

Le rapport est fait par M. Quattropiani. L'excédent de recettes pour 1978 se monte à plus de Fr. 13.000.--. Ces bénéfices seront utilisés selon les vœux du Comité (voir au point 1. et également pour subventionner deux réunions prévues à Lausanne en 1979). Les vérificateurs ont examiné les comptes et les ont trouvés en accord avec les pièces justificatives. Ils proposent de donner décharge au secrétaire et de le remercier de son travail.

4. *Réunion d'automne à Ulm du 25 au 29 septembre 1979*

Cette réunion sera commune avec les Sociétés Allemande et Autrichienne de Physique. M. P. Brüesch donne quelques précisions: les matinées seront consacrées aux conférences générales et à celles des lauréats. Le vendredi matin aura lieu une séance commémorative (trois anniversaires dont celui d'Einstein), ainsi que l'attribution des prix. Les après-midi seront réservés aux sessions parallèles. On aura quatre à six conférences de 30' chacune de la part des conférenciers des trois sociétés participantes.

Pour cette fois la réunion de la S.H.S.N. aura lieu séparément à Lausanne du 4 au 7 octobre 1979. Il faut rappeler que la coïncidence des deux réunions est une tradition mais non une obligation.

A l'occasion de cette réunion, et sur décision du Comité, des bourses seront attribuées à des chercheurs désirant y assister. Le montant a été fixé à Fr. 300.-- par personne mais pourra être modifié en fonction du nombre de demandes.

A noter que cette session ne comportant que des posters, il n'y aura pas de compte rendu dans les H.P.A.

5. *Rapport du Service de Placement:*

Le responsable étant absent (Prof. Kneubühl), ce rapport n'est pas présenté.

6. *Rapport des Présidents des groupements spécialisés*

M. P. Brüesch (Matière Condensée), A. Heym (Physique Appliquée) et Ch. Gruber (Physique Théorique) n'ont pas de commentaires. M. P. Truöl (Physique Nucléaire et Corpusculaire) est absent.

7. *Rapport des Présidents des commissions*

Les questions touchant les Helvetica Physica Acta sont présentées par leur rédacteur, M. G. Wanders. La publication du volume 49 a occasionné un déficit de Fr. 2.000.-- qui a été partagé entre Birkhäuser et la Rédaction. La situation financière de la Rédaction n'en est pas affectée. Les comptes 1978 de la Rédaction ont été vérifiés par le Comité de Rédaction et l'Assemblée en donne décharge au rédacteur. Le Comité de Rédaction suit l'évolution des Helvetica Physica Acta, en particulier les effets de la lettre circulaire envoyée aux responsables des groupes de recherche en août 1978. Cette lettre était destinée à inciter les physiciens suisses à publier plus souvent dans les H.P.A.

M. H.-P. Baltes, Président de la Commission pour la Politique de la Science donne la composition de cette commission. Celle-ci s'occupe en particulier, après en avoir terminé la rédaction, de distribuer deux livrets intitulés 'Physikalische Forschung in der Schweiz' et 'Beziehungen zwischen Forschung und Lehre in Physik'. D'autre part, la commission discute actuellement de l'étude des relations entre l'industrie et les hautes écoles en ce qui concerne la recherche. Enfin le catalogue 1980 est en préparation: le Conseil Scientifique Suisse a accordé des fonds pour le premier tirage, mais ensuite l'aide financière de la S.S.P. sera sollicitée.

M. P. Erdős, qui participe en tant que volontaire à l'enquête sur la 'situation professionnelle des physiciens en Suisse' menée par la Commission pour la Situation Professionnelle, fait le point de la situation. Il informe tout d'abord que M. J.-P. Amiet, Président, ne pouvant finir son mandat, est remplacé par M. H.-J. Wiesmann (BBC. Baden). La dernière enquête a été menée en 1973 et les résultats publiés dans 'Etudes et Carrières'. Une deuxième enquête a été effectuée en 1977: 2068 questionnaires ont été envoyés aux physiciens, dont 400 ont été retournés pour changement d'adresse. 42% de ceux qui ont reçu le questionnaire ont répondu. Le dépouillement s'est effectué par ordinateur et on compare les résultats obtenus avec ceux de l'enquête précédente afin de tirer des conclusions. La publication des résultats sera faite en français et allemand. Des questionnaires ont également été envoyés aux employeurs de l'industrie, des hautes écoles, de l'administration. Les résultats seront inclus dans cet aperçu et devront être publiés cette année.

Pas de communication de M. H. Rudin en ce qui concerne la Commission pour la Collaboration inter-universités.

8. *Nomination et confirmation des délégués de la S.S.P. à l'E.P.S. et à la S.H.S.N.*

Le comité propose à l'Assemblée Générale les noms suivants pour remplacer les anciens délégués au Conseil de l'E.P.S., dont le mandat (3 ans) vient à échéance:

M. W. J. Merz (RCA Zürich) remplace M. Ph. Choquard (fin de mandat 1979)

M. J. Müller (DPMC Genève) remplace M. M. Guenin (Fin de mandat 1979)

M. P. Dinichert (LSRH, Ne) remplacera Mme Zschokke (fin de mandat 1980)

Pour information, et pour faire le point, M. Ph. Choquard soumet également à l'Assemblée Générale les noms des différents représentants aux 'Advisory Committees' de l'E.P.S.:

Applied Physics:	—
Conference Committee:	W. J. Merz (RCA Zürich)
Physics Education:	D. Brinkmann (Uni. Zürich)
Europhysics News:	P. Erdős (Uni. Lausanne)
Physics and Society:	S. Aegerter (Fonds National Suisse, Berne)
Publications:	P. F. Meier (Uni. Zürich)

Les membres correspondants du 'Scholarships programme' sont:

J. Müller, Président (DPMC Genève)

Madame Iris Zschokke (Uni. Bâle), en remplacement de M. Ph. Choquard

En ce qui concerne la Société Helvétique des Sciences Naturelles, les délégués sont:

M. Claude Jaccard (Neuchâtel), délégué officiel
M. Gaston Fischer (Neuchâtel), suppléant

Le représentant du Comité National de l'IUPAP est désormais le Prof. Martin Peter de Genève.

9. *Présentation du nouveau bureau*

Le Président confie au nouveau bureau la direction du comité de la Société qui est composé comme suit:

Présidente	Madame I. Zschokke-Gränacher	(Uni. Bâle)
Vice-Président	P. Dinichert	(LSRH, Ne.)
Secrétaire	Ingo Sick	(Uni. Bâle)
Helvetica Physica Acta	Peter F. Meier	(Uni. Zürich)
Physique Appliquée	Alexandre Heym	(EPF-L)
Matière Condensée	Peter Brüesch	(BBC Baden)
Nucléaire et Corpusculaire	Peter Truöl	(Uni. Zürich)
Théorie	Christian Gruber	(EPF-L)
Collaboration inter-universités	Hermann Rudin	(Uni. Bâle)
Situation professionnelle	H.-J. Wiesmann	(BBC Baden)
Politique Scientifique	H. P. Baltes	(Landis & Gyr, Zug)
IUPAP Comité National	Martin Peter	(Uni. Genève)

Pour clôturer la réunion, la nouvelle Présidente, Madame I. Zschokke prend la parole pour remercier l'ancien Comité de son travail et est vivement applaudie par l'assemblée.

Fin de la séance à 15.00 h.

Physique de la matière condensée

Conductibilité électrique, semi-conducteurs

New RFSE measurements of the electron-photon scattering frequency on the 1st and 2nd band hole Fermi surface sheets of cadmium

P.-A. PROBST, W. M. MACINNES and R. HUGUENIN

(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne,
CH-1015 Lausanne, Switzerland)

We present the first radio-frequency size effect measurements of the electron-phonon scattering frequency in a sample of Cd with normal $\hat{n} = \langle 10\bar{1}0 \rangle$. Only for this $\hat{n}$ are the 1st and 2nd band orbits symmetrical with respect to the plane containing $\vec{B}$ and $\hat{n}$, and then the temperature dependence of the amplitude can be analysed with a single exponential function. The scattering frequencies vary as T^2 then T^3 (and higher powers of T in certain orientations) as T increases. The scattering not $\propto T^2$ (see following abstract) is associated with electron-phonon scattering. The T^3 component is stronger for 1st and 2nd band orbits than for 3rd band orbits due possibly to the closeness of the Brillouin zone boundary and the probable domination of the scattering frequency by intersheet processes with phonons having sufficient energy to bridge the band-gaps in the temperature range of these measurements.

New RFSE measurements of electron-electron scattering in cadmium and copper

P.-A. PROBST, W. M. MACINNES and R. HUGUENIN

(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne,
CH-1015 Lausanne, Switzerland)

Electron-electron scattering with its characteristics T^2 temperature dependence is generally small in non-transition metals and only comparable to the electron-phonon scattering near 1 K. Our RFSE measurement system has the high stability required to separate these contributions. From tilted field RFSE on 3rd band electrons near $\langle 0001 \rangle$ we obtain a coefficient of T^2 , $\alpha = 1.3 \pm 0.3 \times 10^7 \text{ (s}^{-1} \text{ K}^{-2})$. For the 2nd band open orbit $\alpha = 2 \pm 0.5 \times 10^7 \text{ (s}^{-1} \text{ K}^{-2})$. Parallel field RFSE on a new sample ($d = 180 \text{ }\mu\text{m}$, $\hat{n} = \langle 10\bar{1}0 \rangle$) give for different 1st and 2nd band orbits $\alpha = 3.5 \rightarrow 17.4 \times 10^7 \text{ (s}^{-1} \text{ K}^{-2})$. Multiple passes through the RF skin depth may have contributed to these latter values but obviously not to the tilted field or open orbit results. In the Cu sample previously measured by Gasparov [1] we have measured $\alpha = 2.6 \pm 0.5 \times 10^6 \text{ (s}^{-1} \text{ K}^{-2})$.

REFERENCE

- [1] V. A. GASPAROV and M. H. HARUTUNIAN, Sol. State Com. 19, 189 (1976).

An experimental comparison of resistivity measurements under size effect conditions

J. VAN DER MAAS and R. HUGUENIN

(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne,
CH-1015 Lausanne, Switzerland)

and C. RIZZUTO

(Istituto di Scienze Fisiche, GNSM/CNR, Università di Genova, I-16132 Genova, Italy)

We present the results of an analysis of published resistivity data on thin wires and films of Al, In, Tl, Ga, Pt, W, Cu, Ag, Cd, Sn, Hg and Rb. The Deviation of Matthiessens Rule varies as T^2 , depends on θ (Debye) and on the ratio of bulk mean-free-path to sample dimension: l/d . This effect disappears below a certain temperature. This temperature reflects the competition between two small-angle-scattering processes: normal-electron-phonon scattering and electron-dislocation scattering. We conclude that under size effect conditions, $l/d > 0.01-0.1$, electron-electron scattering is not likely to be observed in resistivity measurements [1], [2].

REFERENCES

- [1] H. VAN KEMPEN, et al., Phys. Rev. Lett. 37 1574 (1976).
- [2] J. C. GARLAND and D. J. VAN HARLINGEN, J. Phys. F 8 117 (1978).

On the temperature dependence of the resistivity of indium under size effect conditions

J. VAN DER MAAS and R. HUGUENIN

(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne,
CH-1015 Lausanne, Switzerland)

and C. RIZZUTO

(Istituto di Scienze Fisiche, GNSM/CNR, Università di Genova, I-16132 Genova, Italy)

Contrary to the statement in the literature [1] that the temperature dependent part of the resistivity of indium follows a T^5 -law, and that any departure from this law is due to a wrong extrapolation procedure to zero magnetic field, we demonstrate that there is a quadratic contribution to the resistivity depending on sample size even above T_c , in accord with the size effect observed in other metals. However the presence of this effect depends strongly on the physical purity of the sample. This explains why this size effect is not always observed [2].

REFERENCES

- [1] O. J. BRESSAN et al., J. Phys. F. 5, 481 (1975).
- [2] P. WYDER, Phys. kondens. Materie 3, 263 (1965).

Physikalische Eigenschaften von Graphiteinlagerungsverbindungen

P. PFLUGER, R. JEKER, M. MÜLLER, K. P. ACKERMANN, U. GUBLER,
P. OELHAFEN, H. U. KÜNZI und H.-J. GÜNTHERODT

(Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82, 4056 Basel)

Graphiteinlagerungsverbindungen haben in den letzten Jahren wachsendes Interesse erweckt, nicht zuletzt wegen des Erreichens von Leitfähigkeiten in der Grössenordnung von Kupfer. Neben der Herstellung und Charakterisierung von Alkali- und Halogengraphitverbindungen berichten wir über Messungen elektronischer Eigenschaften dieser Verbindungen. Die elektrische Leitfähigkeit parallel zu den Schichtebenen, die magnetische Suszeptibilität parallel und senkrecht zu den Schichtebenen sowie die optische Reflexion wurden in Funktion der Fremdatomkonzentration gemessen. Die Resultate werden diskutiert und mit ersten Photoemissionsspektren (XPS, UPS und AES an K-, Rb-, und Cs-Verbindungen verschiedener Konzentrationen) verglichen.

Une installation de mesure de la résistivité électrique d'échantillons métalliques

R. SCHALLER

(Laboratoire de Génie Atomique, EPF-Lausanne)

Les mesures de résistivité électrique résiduelle permettent de suivre l'évolution des défauts de la structure cristalline après divers traitements thermomécaniques. L'installation qui a été construite, permet de mesurer la résistivité électrique d'échantillons plongés dans l'hélium liquide ou dans l'azote liquide après vieillissements réalisés in situ. Par exemple, la restauration de l'excès de résistivité dû à la solution solide, permet de suivre la précipitation dans un alliage d'Al (exemple: Al-Ag). D'autre part, la résistivité électrique peut aussi être mesurée lors de montées ou descentes linéaires en température entre 80 et 800 K. Ce dernier type d'essai permet de déterminer aisément la température d'un changement de phase (exemple: transformation martensitique).

The microwave conductivity of solid electrolytes

L. PIETRONERO, S. STRÄSSLER and H. R. ZELLER

(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden, Switzerland)

We investigate the frequency dependent conductivity $\sigma(\omega)$ for ω in the vicinity of the jump rate Γ_0 . The most general model based on hopping diffusion predicts a $\sigma(\omega)$ consistent with experiment for β -Al₂O₃ but qualitatively at odds for Ag⁺ and Cu⁺ conductors. We consider the coupling of the transition rate to an external variable such as a long lived, low frequency lattice mode and show that this mechanism can give structure in $\sigma(\omega)$ of the form observed in Ag⁺ and Cu⁺ conductors.

Bonding Wannier functions in cubic semiconductors

W. ANDREONI and A. BALDERESCHI

(Laboratoire de physique appliquée, EPF-Lausanne)

Wannier functions (WF's) have been used in the past in the formulation of many solid-state problems and their properties have been investigated in detail. Until recently, however, they were still only abstract entities albeit ones with many potential applications.

We report the first calculation of WF's constructed from Bloch functions. We calculate valence-band bond centred WF's representing the four equivalent bonding orbitals in cubic semiconductors.

Exakte Resultate zum Temperaturverhalten des Leitungsbandes eines ferromagnetischen Halbleiters

W. NOLTING

(Institut für Theoretische Physik II, Steinfurter 107, D-44 Münster, BRD)

Rechnungen zum elektronischen Energiespektrum ferromagnetischer Halbleiter lassen sich im strong coupling limit exakt durchführen. Sie zeigen, daß bei $T = 0$ das Leitungsband eines ferromagnetischen Halbleiters aufgrund der Wechselwirkung zwischen lokalisierten magnetischen Momenten und den Leitungselektronen in *drei* Teilbänder aufspaltet. An Hand exakter Resultate zu den energetischen Positionen, Breiten und Spinpolarisationen dieser Teilbänder werden frühere Interpretationen charakteristischer Experimente analysiert.

Cristaux moléculaires organiques – excitons, structure électronique

Bestimmung der energetischen Verteilung der Sites eines Phosphoreszenzlabels in fester Lösung

E. WASMER, J. FÜNFSCILLING und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82, 4056 Basel)

Die inhomogene Linienverbreiterung im Spektrum von Molekülen, beispielsweise in fester Lösung, ist auf den Einfluss der unmittelbaren Umgebung der Moleküle auf ihre elektronische Anregungsenergie zurückzuführen. Unter Site-Selection versteht man die bevorzugte Anregung von Molekülen mit derselben energetischen Lage. Wir zeigen, wie ein Site-Selection Spektrum zusammen mit einem breitbandig angeregten Emissionsspektrum verwendet werden kann, um in einem Iterationsverfahren die energetische Verteilung der Sites zu bestimmen. Gleichzeitig gestattet die Methode, das Absorptions- und Emissionsspektrum eines isolierten Moleküls zu ermitteln.

Wir haben das Verfahren anhand experimenteller T_1 -Phosphoreszenzspektren von Naphthalin-Iodid in Aethanol geprüft. In unserem Fall verteilen sich die T_1 -Sites über einen Energiebereich von etwa 100 Å.

Diskussion der Erhaltung der Site-Energie bei der sensibilisierten Phosphoreszenz

J. FÜNFSCHILLING und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstrasse 82, CH-4056 Basel)

Unsere Experimente haben gezeigt, dass in einer festen Lösung mit zwei Molekülsorten, in einem Donor-Akzeptor System, vom Akzeptor scharfe Site-Selection Phosphoreszenzspektren erhalten werden, auch wenn der Akzeptor nur indirekt via Energieübertragung vom Donor her angeregt wird. Wir diskutieren dieses Resultat und zeigen, dass scharfe Akzeptorspektren nur im Grenzfall des langsamen Energietransfers zu erwarten sind. Dies lässt Rückschlüsse auf die geometrische Anordnung der Donor-Akzeptorpaare zu: Paare mit Abstand kleiner als 12 Å tragen weniger zur beobachteten Phosphoreszenz bei, als man von einer rein statistischen Donor-Akzeptor Verteilung erwarten würde.

Vibronische Exzitonen in KCN und $K(CN)_xCl_{1-x}$

M. ROSSINELLI

(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, 8093 Zürich)

Die Reflektivität von KCN und $K(CN)_xCl_{1-x}$ Mischkristallen wurde in den geordneten und ungeordneten Phasen zwischen 5 und 300 K gemessen. Oberhalb 6.8 eV beobachtet man eine Progression von Exziton-Banden, die dem $A^1\Pi \leftarrow X^1\Sigma^+$ Uebergang von CN^- zugeordnet wird. Die Temperatur und Konzentrationsabhängigkeit der Progression sowie der Einfluss der strukturellen Unordnung auf die elektronischen Zustände des Kristalls werden aufgrund eines einfachen Modells diskutiert.

Spectres excitoniques et propriétés structurales de GaSe¹⁾

G. GOBBI,²⁾ J. L. STAEHLI, M. GUZZI³⁾ et V. CAPOZZI⁴⁾

(Laboratoire de Physique Appliquée, Ecole Polytechnique Fédérale, Ruchonnet 2, CH-1003 Lausanne, Suisse)

Les monocristaux de GaSe, un semiconducteur à structure lamellaire, contiennent souvent une concentration considérable de fautes d'empilement, et on connaît un grand nombre de différents polytypes [1]. L'influence de la polytypie et des fautes d'empilement sur le spectre excitonique du GaSe a déjà été étudié expérimentalement ainsi que théoriquement [2, 3, 4, 5]. De plusieurs échantillons de GaSe, crûs soit par réaction de transport, soit par la méthode Bridgmen, nous

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

²⁾ Adresse actuelle: Gebrüder Sulzer, CH-8400 Winterthur.

³⁾ Adresse permanente: Istituto di Fisica, Univ. di Milano (Italie).

⁴⁾ Adresse permanente: 4 Facoltà di Scienze, Univ. di Trento (Italie).

avons enregistré une série de spectres de transmission, et ceci de la région des transitions excitoniques. De certains de ces échantillons nous avons aussi pris les diagrammes Laue. Ces diagrammes montrent nettement que les cristaux sont surtout du polytype ϵ (2H) [1], mais ont parfois passablement de fautes d'empilement. Les spectres optiques se distinguent par la variabilité de la structure fine qui apparaît et dans la région des états excitoniques fondamentaux et dans la région des états excités.

Pour la prise des *diagrammes Laue*, les rayons X se propageaient parallèlement à l'axe c de l'échantillon, et le faisceau avait un diamètre de 1 mm environ. Ces diagrammes expérimentaux ont été comparés avec les diagrammes calculés pour les polytypes β (2H), γ (3R), δ (4H) et ϵ (2H) [1]. Nous trouvons que les diagrammes expérimentaux qui ont des points nets correspondent au type hexagonal ϵ (voir Fig. 1). En outre, dans la plupart des diagrammes pris, les points sont entourés de traînées radiales, ceci surtout pour les réflexions avec les indices Miller $(hkl) = (0kl)$, $(12l)$, $(13l)$ et $(23l)$ (voir Fig. 1). Ces traînées peuvent être provoquées par une variation de la périodicité en direction de c induite par la présence de fautes d'empilement; afin d'être visibles, ces fautes doivent être

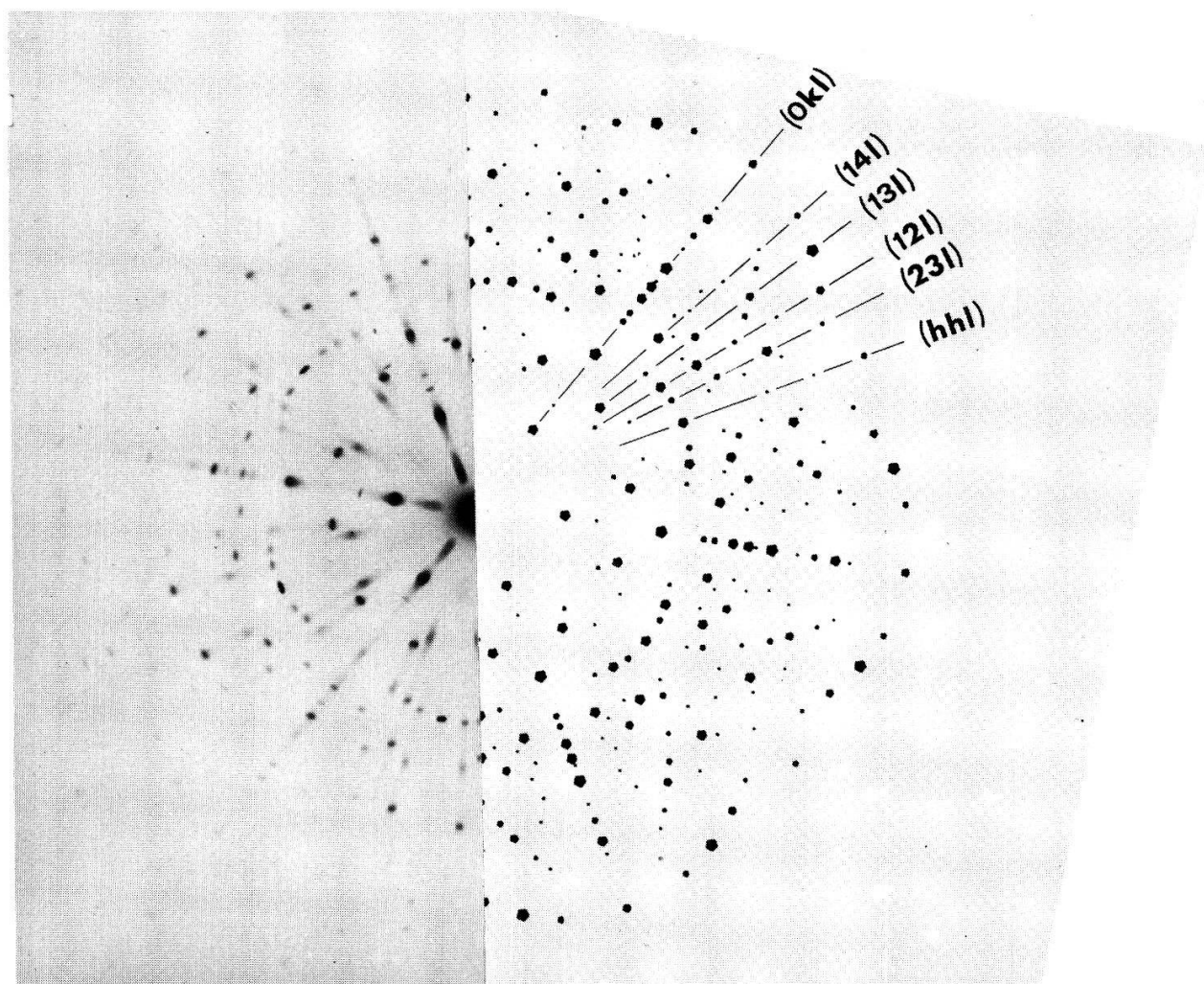


Figure 1

Diagrammes Laue expérimental (partie à gauche) et calculé pour le polytype ϵ (2H) (partie à droite). Les indices Miller importants pour la discussion sont indiqués.

présentes en concentration relativement forte. L'absence de traînées autour de la réflexion $(hkl) = (112)$ est due au fait que, pour $(hkl) = (hhl)$, les autres polytypes n'ont pratiquement qu'une réflexion forte, et celle-ci coïncide avec (112) de ϵ . L'absence de points nets appartenant aux polytypes γ et δ nous indique l'absence de longues séquences d'empilements correspondants. La prolongation des traînées $(hkl) = (0kl)$ vers le centre pourrait enfin indiquer la présence de polytypes d'ordre élevé.

Pour enregistrer les *spectres optiques* de transmission, les échantillons ont été immergés dans l'He superfluide, et un laser à colorant d'une résolution spectrale de $0.6 \text{ \AA}$ environ a été utilisé. Le diamètre du faisceau laser sur l'échantillon était de l'ordre de $50 \mu\text{m}$. Les spectres obtenus de cette façon sont composés d'une multitude de raies, dont la position et l'intensité varient considérablement selon l'échantillon et selon la place sur l'échantillon qu'on examine. Un choix représentatif de ces spectres est reproduit en Fig. 2. Le schéma en Fig. 3 résume les positions et les intensités relatives des différentes raies que nous avons trouvées dans nos spectres. On remarque que ces raies se trouvent principalement dans deux régions spectrales distinctes: la première, qui comprend les transitions

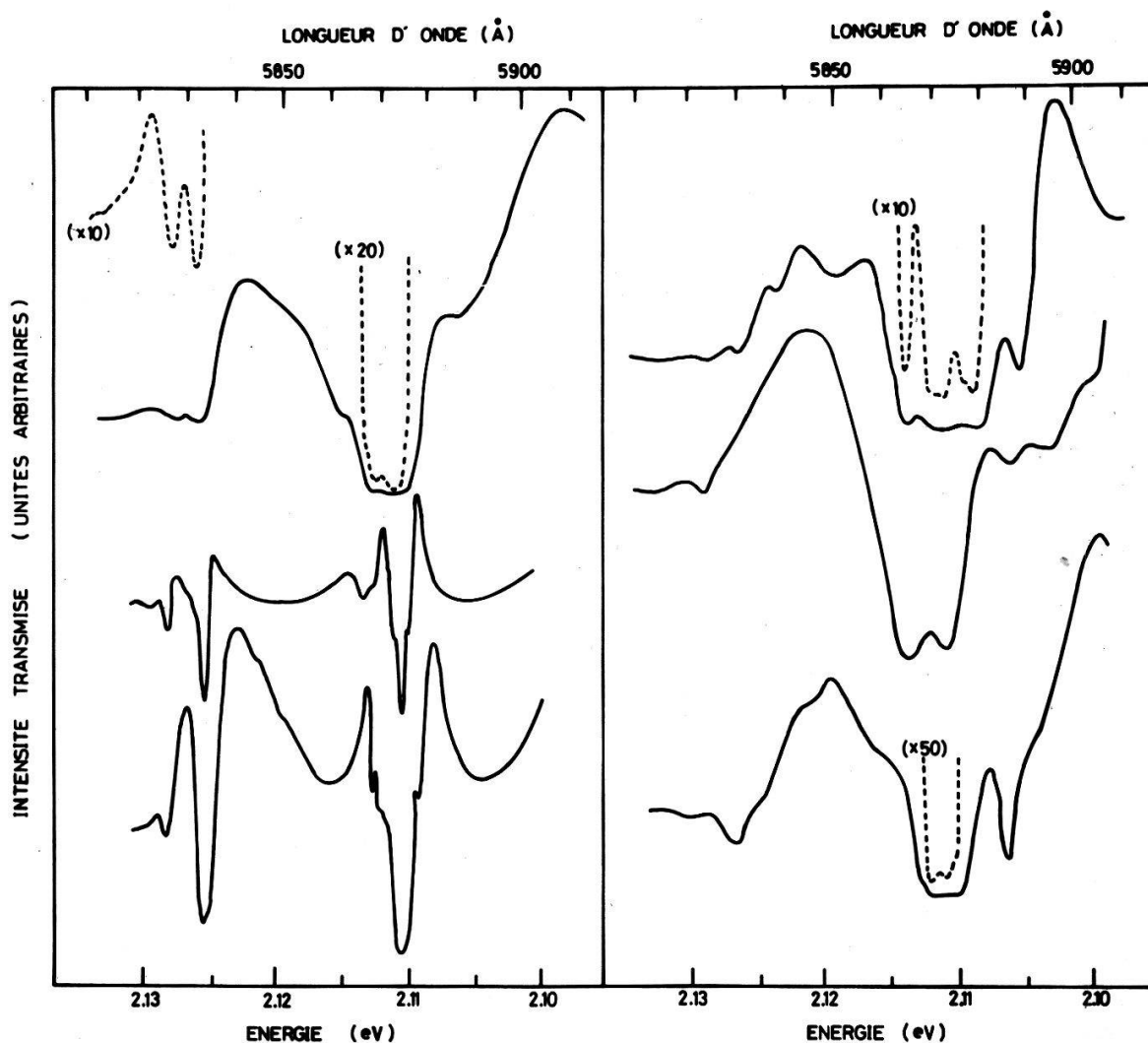


Figure 2

Quelques exemples de spectres de transmission de nos échantillons de GaSe, pris à une température de 2 K environ.

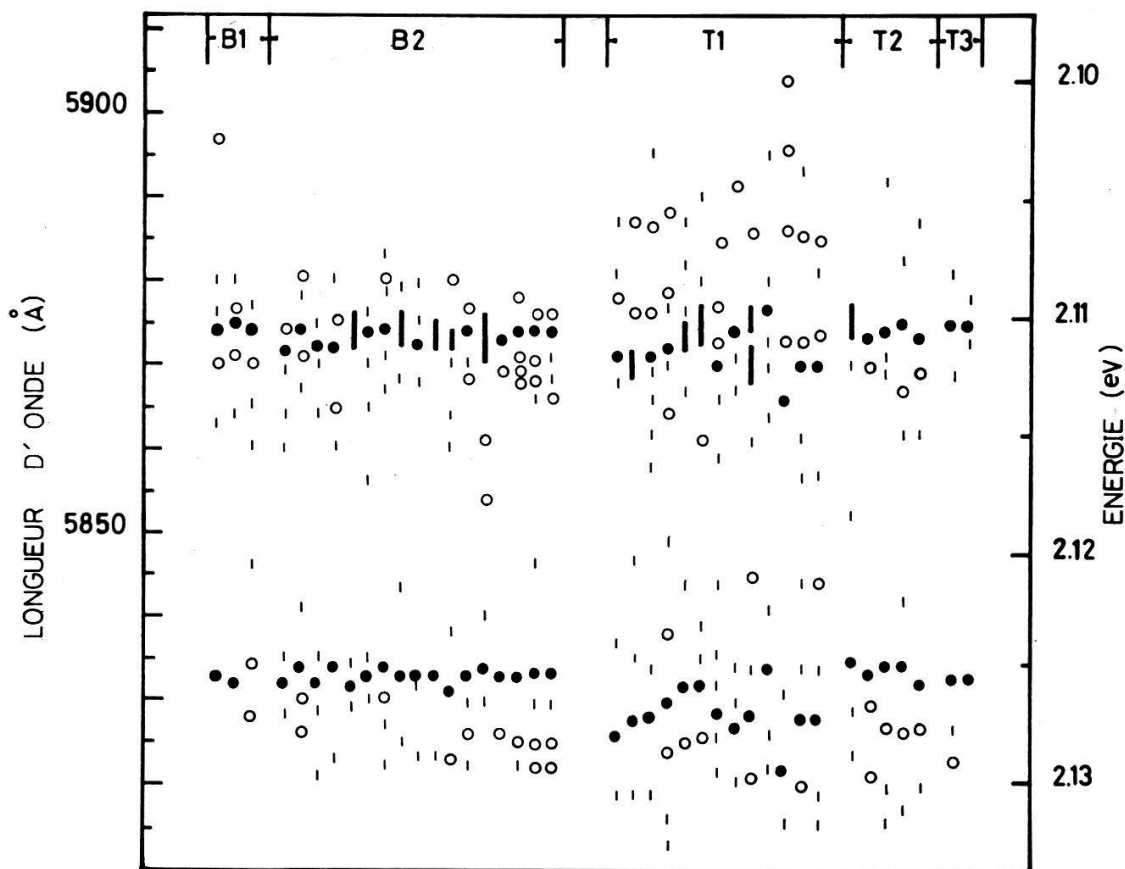


Figure 3

Schéma indiquant les positions et intensités relatives des différentes raies qui ont été observées dans les spectres de transmission de GaSe. Les gros points et les gros traits indiquent la raie la plus forte de chacune des deux régions. La longueur des traits correspond à la largeur des raies. Les petits cercles vides représentent les positions des raies bien résolues du reste de la structure. Les petits traits correspondent aux raies qui apparaissent faiblement sur le flanc d'une structure plus forte. L'incertitude de la position des raies bien résolues est de ± 1 Å. Les spectres des échantillons Bridgman se trouvent à gauche du schéma (B1, B2), ceux des échantillons transport à droite (T1, T2, T3).

aux états excitoniques fondamentaux ($n = 1$), s'étend de 5900 à 5950 Å (2.102 à 2.118 eV) environ; la seconde s'étend à peu près de 5850 à 5815 Å (2.118 à 2.135 eV) et on y trouve les transitions aux états excités ($n = 2, 3, \dots$) et les premières transitions interbande [2]. On aperçoit une certaine corrélation des propriétés de la structure fine observée dans les deux régions (Figs. 2 et 3):

- L'étendue spectrale de cette structure fine est du même ordre de grandeur dans les deux régions. Quand la structure de l'état fondamental est particulièrement étendue et riche, la structure fine dans la région des états excités aussi est plus riche et plus étendue.
- La différence énergétique des raies les plus fortes des deux régions est souvent la même, malgré la variation de leurs positions absolues.
- Les cristaux Bridgman ont une structure fine souvent moins étendue, et des raies plus étroites que les cristaux de transport; la position des raies principales n'est cependant pas systématiquement différente pour les deux sortes de cristaux.

Une structure fine de l'état excitonique fondamental de GaSe a déjà été observée par différents auteurs [2, 3, 4] et a été attribuée à la présence de fautes d'empilement. L'influence d'un empilement aléatoire sur l'état $n = 2$ devrait être

Tableau I

Série excitonique du GaSe, tirée des spectres de transmission avec peu de structure. Les raies qui correspondent à $n = 1$ et $n = 2$ sont celles qui apparaissent le plus souvent dans nos spectres.

Position moyenne des raies Å	eV	Interprétation proposée	Différences énergétiques meV
5870	2.1122	$n = 1$ singulet	
5874	2.1107	$n = 1$ triplet	
5833	2.1256	$n = 2$	14.8 ± 0.2
5825	2.1285	$n = 3$	2.8 ± 0.1
5821	2.1300	$(n = 4)$?	1.35 ± 0.07

beaucoup moins importante que sur l'état $n = 1$ [5]. Une structure fine dans la région des états excitoniques excités, comme celle que nous avons observée, n'a pas souvent été rapportée [3] et ne peut pas être expliquée par un empilement aléatoire. En tout cas, les propriétés de nos échantillons doivent varier de façon à produire un changement lent de la bande interdite, sans atteinte à l'énergie de liaison de l'exciton. Les régions d'échantillon qui se distinguent par des différentes énergies des raies peuvent atteindre l'ordre de grandeur du diamètre du faisceau lumineux sur l'échantillon, soit $\approx 50 \mu\text{m}$; l'origine de ces inhomogénéités macroscopiques est inconnue, un effet de polytypie, ou plutôt de fautes d'empilement à occurrence assez ordonnée, ne peut pas être exclu.

Dans les spectres avec peu de structure, on trouve souvent une série de raies qui ressemble à une série excitonique. Bien que la position absolue de ces raies puisse varier considérablement, les différences énergétiques restent bien constantes (Tableau I). Les différences entre les trois premiers niveaux triplets nous permettent, en suivant Faulkner [6], de déterminer le facteur d'anisotropie $\gamma = m_{\perp} \varepsilon_{\perp} / m_{\parallel} \varepsilon_{\parallel} \approx 0.55$. Ce résultat est en bon accord avec la valeur de 0.6 trouvée auparavant [7]. Le quatrième niveau, par contre, est trop éloigné du troisième et ne peut – dans le cadre de la théorie des états excitoniques dans les cristaux anisotropes [6, 8] – que difficilement être membre de la même série excitonique.

La corrélation des mesures à rayons X avec les mesures optiques est difficile à cause de la différence des diamètres des deux faisceaux. Remarquons quand même que les échantillons qui ont des spectres optiques avec des raies larges ont souvent aussi des diagrammes Laue avec de fortes traînées.

Nous exprimons notre gratitude à MM. K. Maschke, D. Schwarzenbach et E. Mooser pour les discussions fructueuses que nous avons eues avec eux, et nous remercions M. H. Berger qui a préparé les cristaux.

REFERENCES

- [1] voir par exemple F. HULLIGER, *Structural Chemistry of Layer-Type Phases*, D. Reidel Publishing Company (Dordrecht 1976).
- [2] E. MOOSER et M. SCHLÜTER, *Nuovo Cim.* 18B, 164 (1973).
- [3] N. KURODA et Y. NISHINA, *Nuovo Cim.* 32B, 109 (1976).
- [4] LE CHI THANH et C. DEPEURSINGE, *Solid State Comm.* 25, 499 (1978).
- [5] J. J. FORNEY, K. MASCHKE et E. MOOSER, *J. Phys.* C10, 1887 (1977).
- [6] R. A. FAULKNER, *Phys. Rev.* 184, 713 (1969).
- [7] A. BALDERESCHI et M. G. DIAZ, *Nuovo Cim.* 68B, 217 (1970).
- [8] B. GERLACH et J. POLLMANN, *Phys. Stat. Sol. (b)* 67, 93 (1975). et *Phys. Stat. Sol. (b)* 67, 477 (1975).

Informationen über die Bandstruktur von Nickel aus μ SR-Knight-Shift-Messungen

M. CAMANI, F. N. GYGAX, W. RÜEGG, A. SCHENCK, H. SCHILLING,
(Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH Zürich, c/o SIN, CH-5234 Villigen)

H. GRAF, E. RECKNAGEL, A. WEIDINGER und TH. WICHERT
(Fachbereich Physik, Universität Konstanz, D-7750 Konstanz)

Wir haben mittels μ SR-Messungen an einer Nickeleinkristallkugel die Knight-Shift als Funktion der Temperatur im ferro- und im paramagnetischen Bereich gemessen. Der Verlauf ist charakterisiert durch einen plötzlichen Abfall im Temperaturbereich zwischen 300° und 450° K, im paramagnetischen Bereich wird die Knight-Shift negativ. Der Verlauf kann qualitativ mittels des Stoner-Wohlfarth-Slater-Bandmodells erklärt werden. Für den Stoner gap erhalten wir einen Wert von $\Delta = 65 \pm 15$ meV.

Elektronische Struktur des 5f-Ferromagneten US

J. SCHOENES und O. VOGT
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, 8093 Zürich)

Das Reflexionsvermögen R von Uransulfid wurde erstmals bestimmt. Dazu wurden Einkristalle im HV bzw. UHV gespalten und R von 0.03 bis 12 eV in situ gemessen. Mittels einer Kramers-Kronig-Analyse wurden sodann die diversen optischen Funktionen aus R berechnet. In den Spektren lassen sich zwei Gebiete unterscheiden. Unterhalb ca. 5 eV treten intra- $6d$ sowie $5f \rightarrow 6d$ und $6d \rightarrow 5f$ -Uebergänge auf. Oberhalb 5 eV dominieren die $3p(S) \rightarrow 6d$ -Uebergänge. Die experimentellen Ergebnisse werden mit verschiedenen Rechnungen verglichen, wobei eine ausgezeichnete Uebereinstimmung mit den Resultaten einer 'Cluster' Rechnung gefunden wird [1]. Es wird gezeigt, dass das 5f Zustandsdichtemaximum und das relative Zustandsdichteminimum der $6d$ -Elektronen nahe E_F für die aussergewöhnlichen physikalischen Eigenschaften von US verantwortlich sind.

LITERATUR

[1] J. SCHOENES, O. VOGT and J. KELLER, Solid State Commun. (1979).

Distribution des correlations angulaires à deux dimensions de la radiation d'annihilation du positron dans l'aluminium

A. A. MANUEL, S. SAMOILOV, Ø. FISCHER, P. DESCOUTS et M. PETER
(Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève,
24 quai Ernest-Ansermet, 1211 Genève 4)

Les mesures ont été effectuées sur un monocristal d'aluminium, ayant deux axes [100] le long de θ_x et θ_y , au moyen d'un système de détection développé à

partir de chambres à fil de haute densité. Elles ont mis en évidence les propriétés suivantes: (a) La topologie de la surface de Fermi est une sphère de rayon $k_F = 6.78$ mrad. (b) On peut voir clairement des interactions le long des lignes WUW à la limite de la zone de Brillouin. (c) Pour expliquer les résultats expérimentaux on doit utiliser un modèle faisant intervenir les effets à plusieurs corps. (d) Aux grands angles on observe des processus 'Umklapp'.

Elektronen Streuung an Silber Verunreinigungen in Palladium

D. ERNEST und W. JOSS

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Z, 8093 Zürich)

und E. WALKER

(DPMC, Université de Genève, Bd. d'Yvoy, 32, 1205 Genève)

Mit Hilfe des de Haas – van Alphen Effektes wurden die Relaxationszeiten τ am X-zentrierten Löcherellipsoid und am Γ -zentrierten Elektronenteil der Fermifläche von $\text{Pd}_{1-x}\text{Ag}_x$ gemessen. Die Messungen wurden an drei Kristallen mit Silberkonzentrationen von 0.062, 0.076 und 0.106 at% durchgeführt. Vorläufige Ergebnisse liefern inverse Relaxationszeiten τ^{-1} von der Größenordnung $(7.8 \pm 0.5) \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}/\text{at\%}$ bei X und $(10 \pm 2) \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}/\text{at\%}$ bei Γ . Dazu kommt ein Konzentrationsunabhängiger Beitrag zur inversen Relaxationszeit von etwa $3 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ hervorgerufen durch Streuung an Versetzungen.

Verzögerte Fluoreszenz und Spinrelaxation in Naphthalin

L. ALTWEGG und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstrasse 82 CH-4056 Basel)

Wir haben die Spin-Entwicklung und die gegenseitige Annihilation von Triplett-Exzitonen in Naphthalin studiert. Die Annihilation kann auf verzögerte Fluoreszenz führen und ist magnetfeldabhängig. Da man in Naphthalin eine Magnetfeldabhängigkeit misst, die sich wesentlich von derjenigen in Anthrazen unterscheidet, wurde bisher immer angenommen, dass die Theorie der Triplett-Annihilation von Suna (Phys. Rev. B1, 1716 (1970)) für Naphthalin nicht gilt. Wie wir zeigen wollen rührt dies daher, dass die Anisotropie der Spinrelaxation der Triplettexzitonen bisher vernachlässigt worden ist. Berücksichtigung der Anisotropie der Spinrelaxation bewirkt eine gute Uebereinstimmung zwischen der Suna-Theorie und unseren Messungen.

Unterschiede in der Wechselwirkung von Triplett-Exzitonen an der Oberfläche und im Volumen von Naphthalinkristallen

K. VON BURG und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82 CH-4056 Basel)

Der Triplettzustand von Naphthalin kann direkt oder aber mit Hilfe von Intersystem-Crossing via Singlettzustand angeregt werden. Der Singlettabsorptionskoeffizient ändert sich in Funktion der Wellenlänge um mehrere Zehnerpotenzen. Dies haben wir benützt, um die Annihilation von Triplett-Exzitonen in verschiedenen Zonen des Kristalls zu studieren. Dabei haben wir festgestellt, dass die Anisotropie der Annihilationsrate in einem äusseren Magnetfeld stark von der Anregungswellenlänge abhängig ist. Dies wird auf einen Unterschied in der Spinrelaxationsrate der Triplett-Exzitonen in den verschiedenen Zonen d.h. an der Oberfläche und im Volumen des Kristalls zurückgeführt.

Centres et défauts

Time resolved photoluminescence in a-Si layers

S. KURITA¹⁾ and W. CZAJA

(Laboratoire de Phys. Appliquée, EPF-Lausanne)

We have observed the time resolved photoluminescence of amorphous Si-layers produced by decomposition of silane in a glow discharge.²⁾ The luminescence decay after pulse excitation is observed from about 10 ns to 100 μ s and the change of the spectral distribution of luminescence intensity with time after excitation has been measured.

In comparing our results to those of other groups [1] we find that the decay kinetics is the same for times larger than 50 ns, although the spectral intensity distributions change quite markedly. More details will be published shortly.

REFERENCE

- [1] T. M. SEARLE, T. S. NASHASHIBI, I. G. AUSTIN, R. DEVONSHIRE and G. LOCKWOOD. *Phil. Mag.* to be published. C. TSANG and R. A. STREET, *Phys. Rev. B* **19**, 3027 (1979).

¹⁾ Permanent address: Yokohama National University, Japan.

²⁾ We are indebted to Prof. W. E. Spear, University of Dundee, for the samples.

Local-field corrections to donor impurity binding energies in Si

R. CAR and A. SELLONI
(EPF, Lausanne)

and M. ALTARELLI
(University of Illinois, USA)

Calculations of the binding energy for a shallow donor impurity in Si, with inclusion of both local field screening effects and 'umklapp' intervalley scattering corrections to the effective-mass approximation are reported. The impurity potential is taken to be a Coulomb potential screened by a model dielectric matrix, with diagonal elements accurately reproducing the diagonal dielectric function of Si, and off-diagonal elements reproducing the values computed by Baldereschi and Tosatti. For substitutional donors, non-diagonal screening reduces the strength of the shortrange component of the potential, and further contributes, together with the detailed effect of the Bloch functions structure, to a drastic reduction of the valley-orbit interaction, and therefore to the existence of shallow substitutional donor impurities in Si.

Results are obtained for both substitutional and interstitial sites, and compared to experiment.

RPE-DO d'un état localisé dans CsI:Na irradié

Y. MORI, A. H. KAYAL et C. JACCARD

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, 2000 Neuchâtel)

Après excitation aux rayons X à basse température, le CsI:Na présente une forte bande d'absorption optique à 720 nm, attribuée jusqu'ici à un électron trappé (Na^0). La polarisation circulaire magnétique de cette bande a été étudiée et utilisée pour détecter la RPE de ce centre. La forme de la ligne de résonance est anisotrope. Avec le champ magnétique en direction (111) elle est symétrique ($g = 2.2$) et présente 11 petites bosses équidistantes, ce qui suggère que l'absorption est probablement due à un centre V_k fortement perturbé par un ion Na^+ . Le temps de relaxation spin réseau est isotrope (30 s à 1.5 K et 0.3 T).

Untersuchung von Fehlstellen in Metallen mit Myonen-Spinrelaxation

H. METZ (a), W. DECKER (a), K.-P. DOERING (b), M. GLADISCH (c), W. MANSEL (d),
H. ORTH (c), D. HERLACH (b), G. ZU PUTLITZ (c), A. SEEGER (a, b), W. WAHL (c),
M. WIGAND (c), E. YAGI (a)

(Max-Planck-Inst. f. Metallforschung, Stuttgart (a), Inst. f. Theor. u. Angew. Phys.,
Uni Stuttgart (b), Phys. Inst., Uni Heidelberg (c), Phys. Dept., Techn. Univ. München (d))

Wir zeigen am Beispiel von Aluminium-Einkristallen, die bei 4.6 K mit schnellen Neutronen bestrahlt wurden, dass das positive Myon eine empfindliche

Sonde für das Studium atomarer Fehlstellen (z.B. Leerstellen, Agglomerate von Zwischengitteratomen) ist. Die Messungen geben Aufschluss über Art und Ausheilverhalten von verschiedenen Fehlstellen, die einen grossen Teil der Myonen einfangen und während deren Lebensdauer festhalten können.

Positronenexperimente zum Ausheilen von Defekten in deformiertem Kupfer und Eisen

E. CARTIER

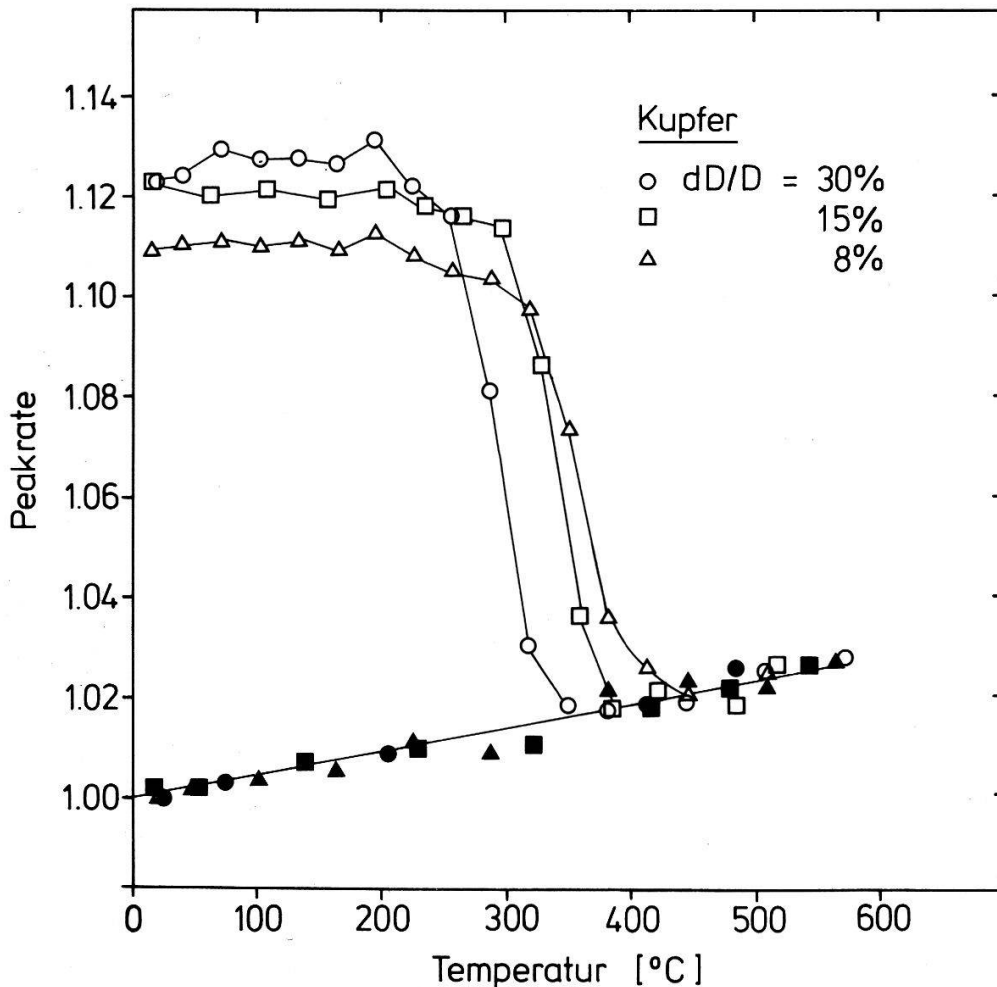
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Positronenexperimente zum Studium von Ausheilvorgängen in deformierten Metallen wurden bisher vorwiegend mit den Methoden der β^+ -Lebensdauerspektroskopie sowie der Doppler-Verbreiterung der Annihilationslinie durchgeführt (z.B. [1], [2], [3]). Bei diesen Experimenten wird in der Regel der Gleichgewichtszustand bei der jeweiligen Temperatur eingefroren und die Messung bei Raumtemperatur vorgenommen. Bei den hier beschriebenen Experimenten wird von der sogenannten Peakratenmethode (2γ -Koinzidenzrate beim Korrelationswinkel Null) Gebrauch gemacht. Die Peakrate wird dabei während eines isochronen Aufheizvorganges bei der jeweiligen Temperatur in situ gemessen; dadurch werden Veränderungen des Gleichgewichtszustandes durch den Abschreckvorgang mit Sicherheit ausgeschlossen.

Polykristalline Proben von Kupfer (99.999%) und Eisen (99.98% mit 0.01% Kohlenstoff) wurden im Vakuum bei 10^{-7} Torr während 3 Stunden bei 1050°C getempert. Die Deformation wurde durch Kaltwalzen in Schritten von 2% relativer Dickenänderung bis zu den Endwerten $dD/D = 8, 11$ und 30% für Cu sowie 6, 15, 30 und 60% für Fe erzeugt. Danach wurden die Oberflächen abgeätzt. Die Messungen erfolgten in Sandwichgeometrie. Die ^{64}Cu - β^+ -Quelle (Cu-Folie 2 μm) wurde nach der Aktivierung im Reaktor bei 800°C getempert, um neutroneninduzierte Defekte zu beseitigen. Der Annihilationsbeitrag aus dem Quellenmaterial ist kleiner als 5% und wurde von den Messdaten unter Berücksichtigung seiner linearen Temperaturabhängigkeit subtrahiert. Die Messung der Peakrate erfolgte im Vakuum während eines isochronen Aufheizvorganges mit einer Rate von 1°C/Min. Das verwendete 2γ -Korrelationsspektrometer wurde anderweitig beschrieben [4].

Figur 1 zeigt die Resultate für Kupfer. Die Fehler entsprechen etwa den Punktdurchmessern. Für $dD/D = 8$ und 15% erscheint zwischen 200 und 300°C eine kleine Stufe (1), danach fällt die Peakrate in einem engen Temperaturgebiet um 360°C (Stufe (2)) steil auf den Wert des defektfreien Cu ab. Bei 30% Dickenänderung ist Stufe (2) um ca. 60°C nach tieferen Temperaturen verschoben, d.h. in den Bereich von Stufe (1). Beim isochronen Abkühlen des defektfreien Materials nimmt die Peakrate als Folge von Gitterkontraktionseffekten linear ab. Beide hier beobachtete Stufen wurden auch bei Widerstandsmessungen von Kopetskii et al [5] und bei β^+ -Lebensdauer-messungen von Hinode et al [2] beiden gleichen Temperaturen festgestellt.

Da vakanzartige Defekte in Cu bereits bei Raumtemperatur beweglich sind (vgl. [6], [7], [8]) und zu Senken migrieren, sind sie für die beobachteten Effekte



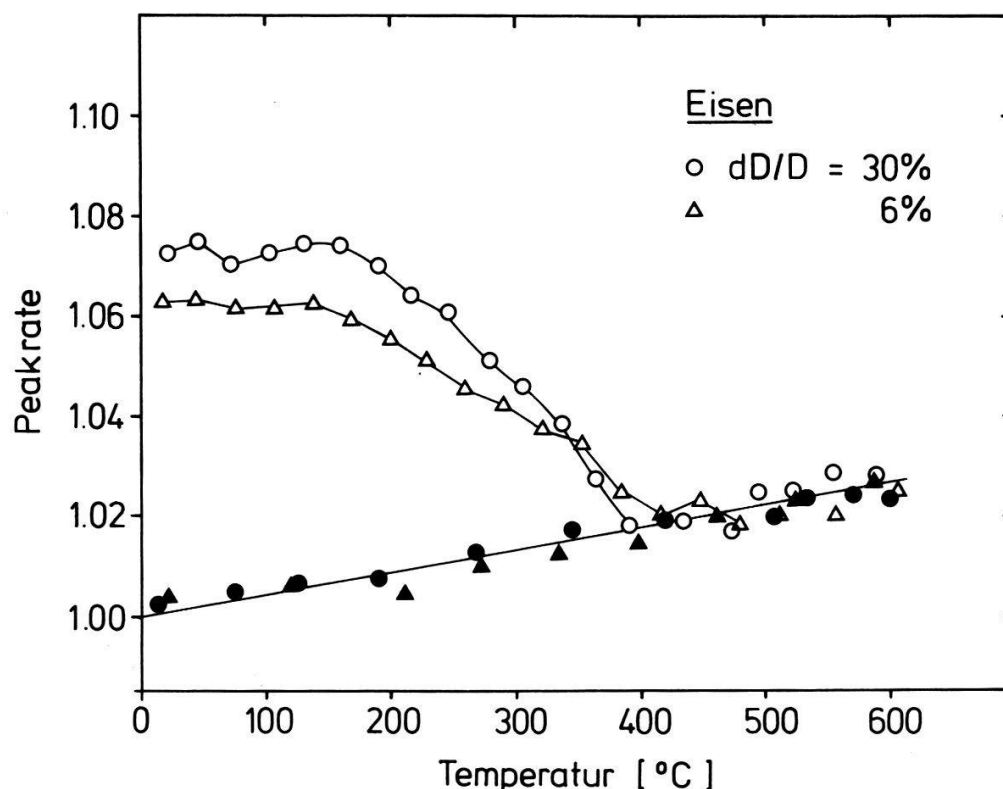
Figur 1

Änderung der Peakrate bei isochroner Temperaturänderung in deformiertem Cu. dD/D = relative Dickenänderung durch Kaltwalzen der Proben. Offene Punkte: Aufheizen, geschlossene Punkte: Abkühlen. Heizrate $1^\circ\text{C}/\text{Min}$.

sicher nicht verantwortlich. Stufe (2) wird mit zunehmender Verformung zu tieferen Temperaturen verlagert. Dieses Verhalten ist charakteristisch für das Ausheilen von Dislokationen und der damit verbundenen Rekristallisation. Die Interpretation von Stufe (1) ist unsicher; vermutlich ist sie einer Umordnung von Dislokationen zuzuschreiben (vgl. [2]). Bei Vergleich mit den oben erwähnten Messungen [5] und [2] fällt auf, dass bei den vorliegenden Experimenten für kleine Deformationen die Rekristallisation bei wesentlich tieferen Temperaturen abgeschlossen ist; das dürfte darauf zurückzuführen sein, dass die Messungen hier im thermischen Gleichgewicht durchgeführt wurden.

Figur 2 zeigt die Resultate für Eisen; die Daten für $dD/D = 15$ und 60% fallen mit denen für 30% praktisch zusammen und sind daher nicht eingetragen. Es muss betont werden, dass bei der höchsten hier erreichten Temperatur von 600°C der Ausheilvorgang sicher noch nicht abgeschlossen ist. Das demonstriert eine separate Messung bei Raumtemperatur, in der bei 550°C bzw. 1050°C gegläute Fe-Proben miteinander verglichen werden und einen Peakratenunterschied von ca. 2% aufweisen.

Aus Messungen der Gesamtwinkelkorrelation von Snead et al [9] lässt sich entnehmen, dass bei ca. 250°C eine mit den vorliegenden Experimenten vergleichbare Peakratenreduktion auftritt, die von diesen Autoren dem Ausheilen



Figur 2

Ausheilen von Defekten in Fe bei isochroner Temperaturänderung (Details vgl. Figur 1).

von Monovakanzen zugeschrieben wird. Hautojärvi et al [3] haben an Fe-Proben (99.86 und 99.998%) β^+ -Lebensdauer- und Dopplerprofilmessungen durchgeführt; beide Methoden ergeben übereinstimmende Resultate, die jedoch stark von den hier beschriebenen Messungen abweichen: Der prägnanteste Abfall der Peakrate erfolgt bei wesentlich höheren Temperaturen (500–600°C) und wird dem Ausheilen von Dislokationen zugeschrieben. Bei der reinen der Proben wird zusätzlich eine weniger prägnante Stufe etwa im gleichen Temperaturbereich wie bei den hier beschriebenen Messungen beobachtet und auf Umordnung von Dislokationen zurückgeführt. Im Gegensatz zu den hier beschriebenen Experimenten wurden bei den erwähnten Untersuchungen ([9] und [3]) die Annihilationsmessungen bei Raumtemperatur durchgeführt. Da zudem bei Eisen offensichtlich Art und Konzentration der Verunreinigungen einen wesentlichen Einfluss auf den Ablauf von Defektausheilvorgängen haben, kann vorläufig keine schlüssige Erklärung für die Diskrepanzen gegeben werden.

Herrn Prof. Dr. F. Heinrich möchte ich für seine hilfreiche Unterstützung bei der Entstehung dieser Arbeit herzlich danken. Dem Schweizerischen Nationalfonds danke ich für die Finanzierung der Experimente.

LITERATUR

- [1] C. DAUWE, M. DORIKENS, L. DORIKENS-VANPAET and D. SEGERS, Appl. Phys. 5, 117 (1974).
- [2] KENJI HINODE, SHOICHIRO TANIGAWA and MASAO DOYAMA, J. Phys. Soc. Japan 42, 1591 (1977).
- [3] P. HAUTOJÄRVI and A. VEHANEN and V. S. MIKHALENKOV, Appl. Phys. 11, 191 (1976).
- [4] F. HEINRICH und U. ZIMMERMANN, Helv. Phys. Acta 52, Nr. 1 (1979).
- [5] CH. V. KOPETSKII, G. I. KULESKO, L. S. KOKHANCHIK and O. V. ZHARIKOV, Phys. Stat. solidi (a) 22, 185 (1974).
- [6] W. R. WAMPLER and W. B. GAUSTER, Phys. Letters 68A, 363 (1978).

- [7] S. MANTL and W. TRIFTSHÄUSER, Phys. Rev. Letters 34, 1554 (1975).
 [8] TH. WICHERT, M. DEICHER, O. ECHT and E. RECKNAGEL, Phys. Rev. Letters 24, 1659 (1978).
 [9] C. L. SNEAD, JR. and A. N. GOLAND and J. H. KUSMISS, H. C. HUANG and R. MEADE, Phys. Rev. B 3, 275 (1971).

Zur Konzentrationsabhängigkeit des Positroneneinfangs in Monovakanzen in Pb-Tl-Legierungen

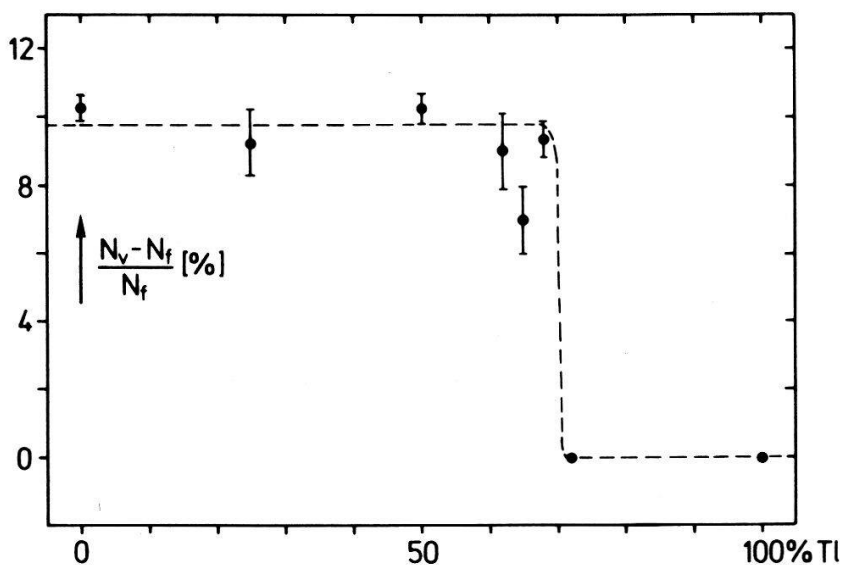
F. HEINRICH und U. ZIMMERMANN

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

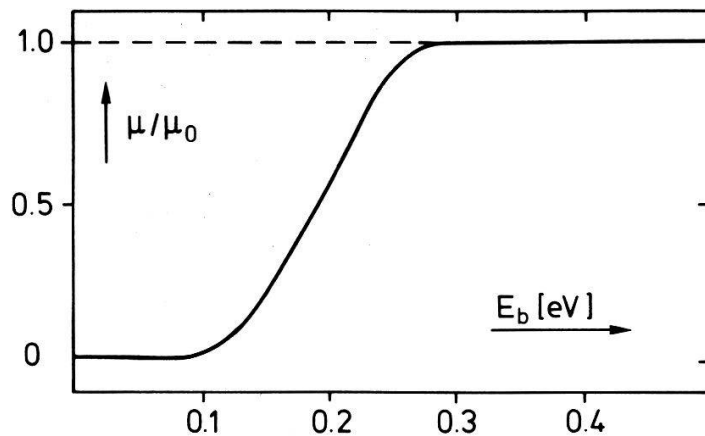
Der Einfang von Positronen in Vakanzen im Legierungssystem Pb-Tl bricht bei ca. 70% Tl abrupt ab [1], obwohl in diesem Mischungsbereich keine Phasenänderungen auftreten. Dieses Verhalten wird aus Figur 1 deutlich. Darin sind N_f bzw. N_v die Peakhöhen ($=2\gamma$ - Koinzidenzraten beim Korrelationswinkel Null) für freie bzw. eingefangene Positronen. N_f und N_v wurden aus der Temperaturabhängigkeit der Peakhöhe mit Hilfe des konventionellen Trapping-Modells nach Bergersen und Stott [2] ermittelt (vgl. auch [1], Gleichung (6)).

Das abrupte Verschwinden des Positroneneinfangs kann qualitativ erklärt werden, wenn man annimmt, dass in Legierungen verschiedene Vakanztypen (die sich nach der Art des fehlenden Zentralatoms und der Besetzung der Vakanzberandung unterscheiden) auftreten können, und dass die Gitterrelaxation in der Umgebung der Vakanzen zu einer Abnahme der Vakanzbildungsenergie Q und der Einfangrate pro Vakanz μ mit wachsender Tl-Konzentration führt; die Gitterrelaxation ist nach Seeger [3] dafür verantwortlich, dass in reinem Tl kein Positroneneinfang auftritt. Somit wird μ eine Funktion der Thalliumkonzentration.

Prinzipiell ist die Erweiterung des Trapping-Modells auf verschiedene Vakanztypen nicht schwierig. Allerdings wird die Zahl der Parameter leicht so gross,



Figur 1
Relative Peakhöhen-Änderung in Pb-Tl-Legierungen (vgl. Text).



Figur 2

Abhängigkeit der Einfangrate von der Bindungsenergie zwischen e^+ und Vakanz für Pb bei 0°C.

dass deren Bestimmung aus dem Experiment illusorisch wird. Wenn man z.B. nur die 2 Besetzungsmöglichkeiten des Vakanzzentrums sowie die Zahl der nächstbenachbarten Atome der anderen Sorte am Vakanzrand berücksichtigt, erhält man bei einem binären System mit fcc-Struktur bereits 26 Vakanztypen.

Im folgenden wird gezeigt, dass man sich mit vereinfachenden Annahmen dennoch einen Ueberblick verschaffen kann. Berücksichtigt man die Möglichkeit, dass das Positron nach dem Einfang wieder aus der Vakanz entweichen kann (escape), so gilt nach wie vor das einfache Trappingmodell, sofern man μ durch

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \delta/\lambda_v}; \quad \begin{array}{l} \delta = \text{Escape-Rate} \\ \lambda_v = \text{Annihilationsrate für eingefangene Positronen} \end{array}$$

ersetzt. Nach Seeger [3] ist

$$\delta \simeq \frac{kT}{h} \exp(-E_b/kT),$$

wo E_b die Bindungsenergie zwischen e^+ und Vakanz ist. Damit wird

$$\mu(E_b) = \frac{\mu_0}{1 + \frac{kT}{h\lambda_v} \exp(-E_b/kT)}.$$

Figur 2 zeigt am Beispiel des Bleis ($\lambda_v = 3.3 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$) bei 0°C den Verlauf von $\mu(E_b)$.

Setzt man zudem $E_b = E_{b0}(1 - \alpha x)$, so erhält man eine Abhängigkeit der Einfangrate pro Vakanz $\mu(x)$ von der Tl-Konzentration x , die bei geeigneter Wahl der Parameter E_{b0} und α den beobachteten Abbruch des Positroneneinfangs bei $x = 70\% \text{ Tl}$ beschreibt.

Dem Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der Wissenschaftlichen Forschung verdanken wir finanzielle Unterstützung.

LITERATUR

- [1] F. HEINRICH und U. ZIMMERMANN, *Helv. Phys. Acta* 52, 200 (1979).
- [2] B. BERGERSEN und M. J. STOTT, *Solid State Commun.* 7, 1203 (1969).
- [3] A. SEEGER, *J. Phys.* F3, 248 (1973).

Étude de la mobilité des dislocations par ultrasons

G. GREMAUD et W. BENOIT

Laboratoire de Génie Atomique, EPF-Lausanne

L'amortissement α et la variation de vitesse $\Delta v/v$ d'ondes ultrasonores, mesurés avec une haute précision, fournissent des indications très précieuses sur les mouvements des dislocations. En effectuant ces mesures ultrasonores sur un métal soumis à une contrainte de compression lentement variable et en fonction de la température, il est possible d'étudier la mobilité intrinsèque des dislocations (effets des vallées de Peierls et du frottement visqueux dû aux phonons et aux électrons), et d'observer les interactions des dislocations avec les défauts ponctuels (ancrage et désancrage des dislocations, migration des défauts ponctuels vers les dislocations).

Une série d'expérimentations ayant permis d'observer ces phénomènes a été présentée.

Surfaces, frontières

Spinpolarisation feldemittierter Elektronen aus Ni(111) mit Chemisorption von CO

W. EIB, M. LANDOLT,¹ und B. WILKENS

(BELL Laboratories, Murray Hill, N.J., USA)

Spinpolarisierte Feldemission gibt Information über die lokale, spinabhängige Oberflächenzustandsdichte an der Fermienergie. An reinen ferromagnetischen Ni(111)-Oberflächen haben wir eine Polarisation P von nur -1.3% gefunden, im Widerspruch zur Vorhersage des Bandmodells (-90%). Ein Oberflächenzustand, der in Winkelabhängiger Photoemission beobachtet wurde [1], kann dafür verantwortlich sein. Durch Chemisorption von CO ändert P sein Vorzeichen und steigt auf $+12\%$ (Bedeckung $\sim$ eine Monolage). Dies bedeutet, dass die s - p -Elektronen des Ni stark an der Chemisorption beteiligt sind.

LITERATUR.

[1] F. J. HIMPSEL und D. E. EASTMAN, Phys. Rev. Lett. 41, 507 (1978).

¹⁾ neue Adresse: Lab. für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, 8093-Zürich.

Streuung spinpolarisierter Elektronen an Wolfram (100)

B. REIHL, M. SCHÄRLI und M. ERBUDAK

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, 8093 Zürich)

Die GaAs Photoemissionsquelle für spinpolarisierte Elektronen liefert 35% Polarisation bei $h\nu = 1.96$ eV (He-Ne Laserlinie) [1]. Die Verwendung einer

vierelementigen Linse ermöglicht die Fokussierung eines Strahls von $4 \mu\text{A}$ im Energiebereich 30–400 eV mit festem Brennpunkt [2]. Die Elektronen werden an einer Wolfram (100)-Fläche gestreut. Untersucht wird die Energie- und Winkelabhängigkeit in der spinpolarisierten niederenergetischen Elektronenbeugung (SPLEED). Obwohl Intensitätsunterschiede im (00)-Reflex für Spin-auf und Spin-ab der Primärelektronen festgestellt werden, ist ihre Reproduzierbarkeit weniger eindeutig. Das liegt einerseits an dem schnellen Verschwinden jeglicher Polarisierungseffekte nach dem Säubern des Wolframkristalls durch Glühen bei 2800 K (2 min in einem Vakuum von $4 \cdot 10^{-10}$ Torr [3]), andererseits an der durch das Glühen hervorgerufenen Dejustierung des Kristalls in seiner Halterung. Die Winkeljustierung ist ein sehr viel kritischer Parameter als die Primärelektronenenergie [4, 5]. Gold anstelle von Wolfram erscheint wegen der geringeren Temperatur beim Anlassen und des verschwindenden Haftkoeffizienten für Restgasadsorption als ein besserer Kandidat, insbesondere da wegen der grösseren Spin-Bahn-Kopplung Polarisierungseffekte ausgeprägter sind [5, 6].

LITERATUR

- [1] M. ERBUDAK and B. REIHL, Appl. Phys. Lett. 33, 584 (1978).
- [2] B. REIHL, M. ERBUDAK and D. M. CAMPBELL, Phys. Rev. B 19, 6358 (1979).
- [3] J. KIRSCHNER and R. FEDER, Phys. Rev. Lett. 42, 1008 (1979); J. Kirschner, persönliche Mitteilung.
- [4] G.-C. WANG, B. I. DUNLAP, R. J. CELOTTA und D. T. PIERCE, Phys. Rev. Lett. 42, 1349 (1979).
- [5] R. FEDER, N. MÜLLER und D. WOLF, Z., Phys. B 28, 265 (1977).
- [6] N. MÜLLER, Dissertation, Universität München (1977).

Der Einfluss von O_2 , H_2 , H_2O und SO_2 auf die Oberflächensegregation in LaNi_5 ¹⁾

L. SCHLAPBACH

(Lab. f. Festkörperphysik ETH, 8093 Zürich)

und C. R. BRUNDLE

(IBM Research Lab., San Jose, Ca. 95193, USA)

Im Wasserstoffspeicher LaNi_5 werden durch Oberflächensegregation superparamagnetische Ni-Ausscheidungen der Grösse 10^3 bis 10^4 Ni-Atome gebildet [1, 2]. An ihnen kann, solange die Ausscheidungen nicht oxidiert sind, die Dissoziation des molekularen Wasserstoffs erfolgen. Aus AES-(Auger Electron Spectroscopy) Untersuchungen ist bekannt, dass O_2 die Segregation fördert [3]. Hingegen war bisher nicht bekannt, wie lange unter Sauerstoffeinfluss die Ni-Ausscheidungen metallisch bleiben.

Wir untersuchten mit Hilfe von XPS (X-ray photoemission spectroscopy) wie O_2 , H_2 , H_2O und SO_2 die Oberflächensegregation und den chemischen Zustand des Ni und La beeinflussen. An polykristallinen Proben wurde im Ultrahochvakuum ($1 \cdot 10^{-10}$ mbar) mit Hilfe eines Fingerfräasers eine frische, sauerstofffreie

¹⁾ NFP 'Energie'.

Oberfläche hergestellt. Innerhalb der untersuchten Schicht der Dicke 20 Å (Austrittstiefe der Photoelektronen) enthielt die frische Oberfläche nur metallisches Ni und vorwiegend metallisches La im Verhältnis $\text{La:Ni} \approx 1:4$.

In einer ersten Messreihe wurde die Oberfläche 1, 10 und 100 L Sauerstoff ausgesetzt ($1 \text{ L} = 1 \text{ Langmuir} = 10^{-6} \text{ Torr} \cdot \text{sec}$). Dabei erfolgte eine starke Anreicherung der Oberfläche mit La bis zum Verhältnis $\text{La:Ni} \approx 1:1$. La oxidierte vollständig (La_2O_3), hingegen blieb das Ni vorwiegend metallisch. In einer zweiten Messreihe wurde die frische Oberfläche 10^2 , 10^3 und 10^4 L Wasserstoff ausgesetzt. Das La:Ni Verhältnis blieb dabei unverändert, ein geringer Anteil des La oxidierte ($\text{La}(\text{OH})_3$) und das Ni blieb metallisch. In der dritten Messreihe wurde die wiederum frisch geätzte Oberfläche 10^2 und 10^3 L Wasserdampf ausgesetzt. Dabei erfolgte eine geringe Oberflächenanreicherung mit La, das La oxidierte zum grossen Teil und das Ni blieb wiederum metallisch.

SO_2 ist ein bekanntes Gift für Ni-Katalysatoren. LaNi_5 -Proben, die während einiger Minuten mit 1 bar SO_2 behandelt worden sind (10^{11} L), absorbieren keinen Wasserstoff mehr. Wir erwarteten schon bei kleinen Mengen SO_2 eine teilweise Oxidation des Ni, was aber nicht festzustellen war: In der vierten Messreihe wurde die frische Oberfläche zuerst 10 L SO_2 und dann 10, 10^2 , 10^3 , 10^4 L Sauerstoff ausgesetzt. Die Begasung mit 10 L SO_2 genügte, um La vollständig zu oxidieren und das La:Ni Verhältnis auf etwa 1:2 zu erhöhen. Das Ni behielt seinen metallischen Charakter. Die anschliessende Begasung mit Sauerstoff hatte keinen Einfluss mehr auf den chemischen Zustand des La oder Ni, und auch das Verhältnis La:Ni blieb konstant.

Die Oberflächensegregation und -Zersetzung in LaNi_5 und damit die Bildung von katalytisch aktiver Oberfläche (Ni-Ausscheidungen oder darunterliegende Oberfläche der intermetallischen Verbindung) wird somit vorwiegend durch Sauerstoff (z.B. als Verunreinigung im zu speichernden Wasserstoff) hervorgerufen. Mit Wasserstoff erfolgt keine, mit Wasserdampf nur eine geringe Segregation. Kleine Mengen von Schwefeldioxid genügen, um die Segregation bei der anschliessenden Sauerstoffbegasung zu blockieren, möglicherweise indem eine für Sauerstoff undurchlässige Schicht aufgebaut wird.

LITERATUR

- [1] H. C. SIEGMANN, L. SCHLAPBACH and C. R. BRUNDLE, *Phys. Rev. Lett.* 40, 972 (1978).
- [2] L. SCHLAPBACH, A. SEILER, H. C. SIEGMANN, T. v. WALDKIRCH, P. ZÜRCHER and C. R. BRUNDLE, *Int. J. Hydrogen Energy* 4, 21 (1978).
- [3] T. v. WALDKIRCH and P. ZÜRCHER, *Appl. Phys. Lett.* 33, 689 (1978).

Rauhigkeit an der Phasengrenze Eis Wasser

P. BOENI und J. BILGRAM

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ, 8093 Zürich)

Auf der Oberfläche eines wachsenden Eiskristalls setzen weit entfernt vom Gleichgewicht Fluktuationen ein. Ihr Schmelzen und Erstarren bestimmt die Linienbreite des an der Phasengrenze gestreuten Lichtes. Unbekannt ist noch die Amplitude der Fluktuationen und die Natur der beobachteten Intensitäts-hysteresse. [1], [2]. Daher wurden Intensitäten des gestreuten Lichtes gemessen

und zwar in Funktion des Einfallswinkels des Laserstrahls auf die Basalebene. Unsere Messungen bestätigen, dass wir ein Oberflächenphänomen beobachten. Vergleiche mit der Theorie von Mandelstam ergeben eine stärkere Ankopplung des Lichtes an die Phasengrenze als man es für eine scharfe Oberfläche erwartet. Daraus und aus den Fluktuationen der Streuintensität kann man auf eine geschichtete Oberflächenstruktur und auf eine Grenzschichtdicke klein gegen die Lichtwellenlänge schliessen.

LITERATUR

- [1] J. H. BILGRAM, H. GÜTTINGER und W. KÄNZIG, Phys. Rev. Lett. 40, 1394 (1978).
[2] H. GÜTTINGER, J. H. BILGRAM und W. KÄNZIG, J. Phys. Chem. Solids 40, 55 (1979).

Effet des couches de surface sur le contact de Schottky Au-CdS

E. HUFNAGL, D. SCHREYER et A. CHÂTELAIN

(Laboratoire de Physique Expérimentale, EPF-Lausanne)

et U. T. HÖCHLI

(IBM Forschungslaboratorium, Rüschlikon)

Résumé. Un contact de Schottky a été réalisé par déposition d'or sur la surface Cd ou S d'un monocristal de CdS, le contact ohmique étant assuré par un dépôt d'indium sur l'autre surface. Les propriétés photovoltaïques, photopiezoelectriques et les caractéristiques $I(V)$ ont été mesurées.

Les échantillons non stoechiométriques (excès de Cd) présentent des propriétés qui dépendent de l'orientation de l'axe polaire et du traitement des surfaces avant l'évaporation des contacts tandis que ces effets sont moins apparents sur les échantillons stoechiométriques (CdS isolant). On explique les phénomènes observés par des états de surface qui influencent l'établissement de la barrière de potentiel dans la couche limite.

Introduction

Le but de ce travail est de contribuer à clarifier l'importance de quelques propriétés spécifiques du monocristal de CdS, à savoir l'influence de la polarité des surfaces ainsi que de leur traitement (mécanique et/ou chimique) sur les caractéristiques et la performance du contact Au-CdS pour différentes résistivités du cristal.

Le sulfure de cadmium cristallise dans le système hexagonal de la wurtzite (Fig. 1). Les faces perpendiculaires à l'axe c présentent de part et d'autre un excès de Cd^{2+} et de S^{2-} [1, 2]. Ceci est dû au caractère piézoélectrique du monocristal de CdS qui se manifeste dans le manque d'un centre d'inversion de symétrie dans la direction (001).

L'influence de la polarité ainsi que quelques effets d'un traitement des surfaces ne sont pas inconnus [1, 2, 3, 4, 5, 6], mais à notre connaissance aucune étude ne mentionne les résultats de ces deux effets combinés.

Les échantillons qui font l'objet de cette étude sont fournis par Cleveland Crystals, Ohio, USA et caractérisés (a) par leur résistivité ($4.1 \cdot 10^8$ et 10^{11} Ohm cm); (b) les surfaces sont soit polies uniquement à l'oxyde de Cerium (P), soit polies, puis attaquées par HCl durant 5 sec. (PHCl). Finalement les

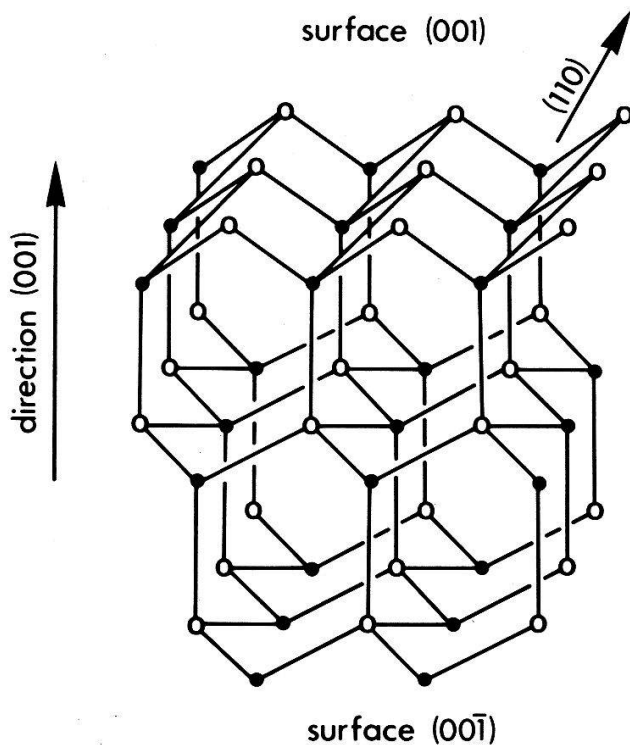


Fig. 1

Structure polaire de la wurtzite. La face (001) repérée par des points blancs est supposée être constituée par des atomes de cadmium et la face (00 $\bar{1}$) par des atomes de soufre. (1)

échantillons sont abondamment rincés à l'eau distillée. (c) un contact Au-CdS est obtenu sur l'une des deux surfaces polaires (Au-Cd ou Au-S) par évaporation sous vide (10^{-6} Torr) d'une couche de ~ 300 Å d'or. Un contact ohmique est obtenu sur l'autre surface par évaporation sous vide d'une couche d'indium ~ 3000 Å.

Les caractéristiques $I(V)$, les propriétés photovoltaïques et photo-piézoélectriques ont été mesurées sur des échantillons de dimensions $8 \times 2 \times 0.3$ mm.

I. Les caractéristiques $I(V)$ dans l'obscurité

Un comportement 'diode' n'apparaît que pour les cristaux de faible résistivité (Fig. 2a et 2b), alors que les cristaux de haute résistivité ont un comportement ohmique (Fig. 3a). Ceci est dû au fait que l'épaisseur de la couche limite varie comme $(N_c)^{-1/2}$ où N_c est la concentration des donneurs. Lorsque N_c devient suffisamment faible (haute résistivité), la couche limite peut devenir comparable à l'épaisseur du cristal. La différence de potentiel due au contact Schottky n'est alors plus détectable lors de l'application d'une tension extérieure.

La qualité du contact Schottky a été mesurée sur les échantillons de faible résistivité par les deux méthodes suivantes:

(i) on a introduit un facteur de qualité ' n ' [4] dans l'équation bien connue de la diode

$$I = I_s \left(\exp \left(\frac{eV}{nkT} \right) - 1 \right)$$

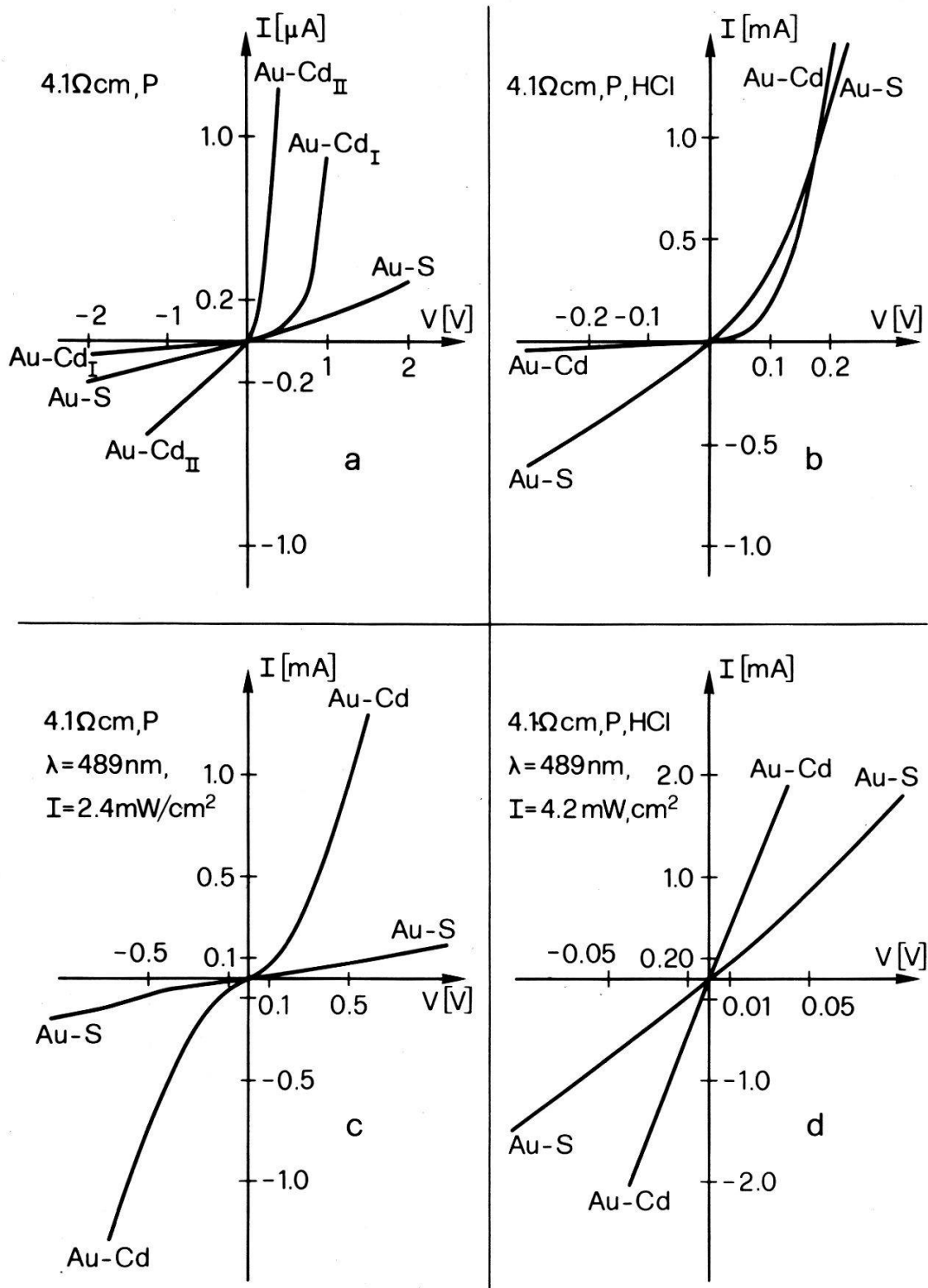


Fig. 2

Caractéristiques I(V) des échantillons 4.1 Ohm cm. (a) dans l'obscurité, échantillons polis, (b) dans l'obscurité, échantillons polis et attaqués à HCl, (c) sous illumination, échantillons polis, (d) sous illumination, échantillons polis et attaqués à HCl.

avec les paramètres d'ajustage I_s et n . Cette manière de faire correspond à l'introduction d'une résistance variable en série avec le cristal.

(ii) on a introduit une résistance fixe R en série avec le cristal, qui rend compte des contacts; l'équation de la diode s'écrit alors:

$$I = I_s \left(\exp \left(\frac{e(V - RI)}{kT} \right) - 1 \right)$$

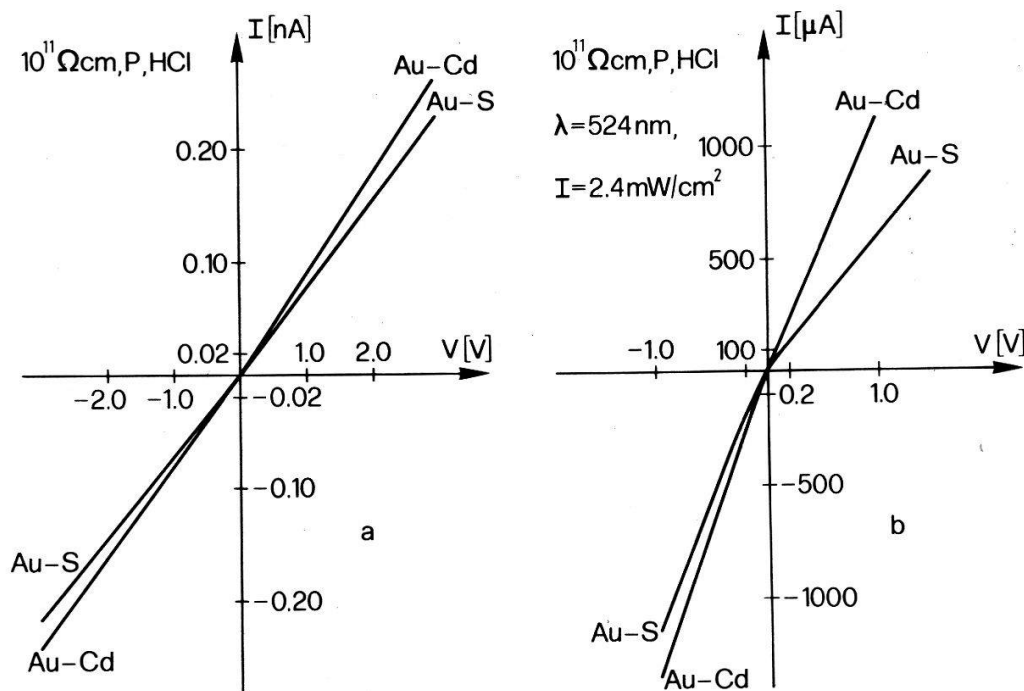


Fig. 3

Caractéristiques $I(V)$ des échantillons $10^{11} \Omega \text{ cm}$. (a) dans l'obscurité (P et P HCl sont équivalents), (b) sous illumination (P et P HCl sont équivalents).

avec les paramètres d'ajustage I_s et R . Les valeurs ajustées sont résumées ci-dessous (table).

Pour les échantillons de faible résistivité, les Fig. 2a et 2b ainsi que la table, montrent, que le comportement 'diode' est meilleur dans le cas du contact Au-Cd. Cet effet est plus prononcé lors du simple polissage, tandis que l'attaque par l'acide tend à égaliser cette différence, mais en revanche, provoque une

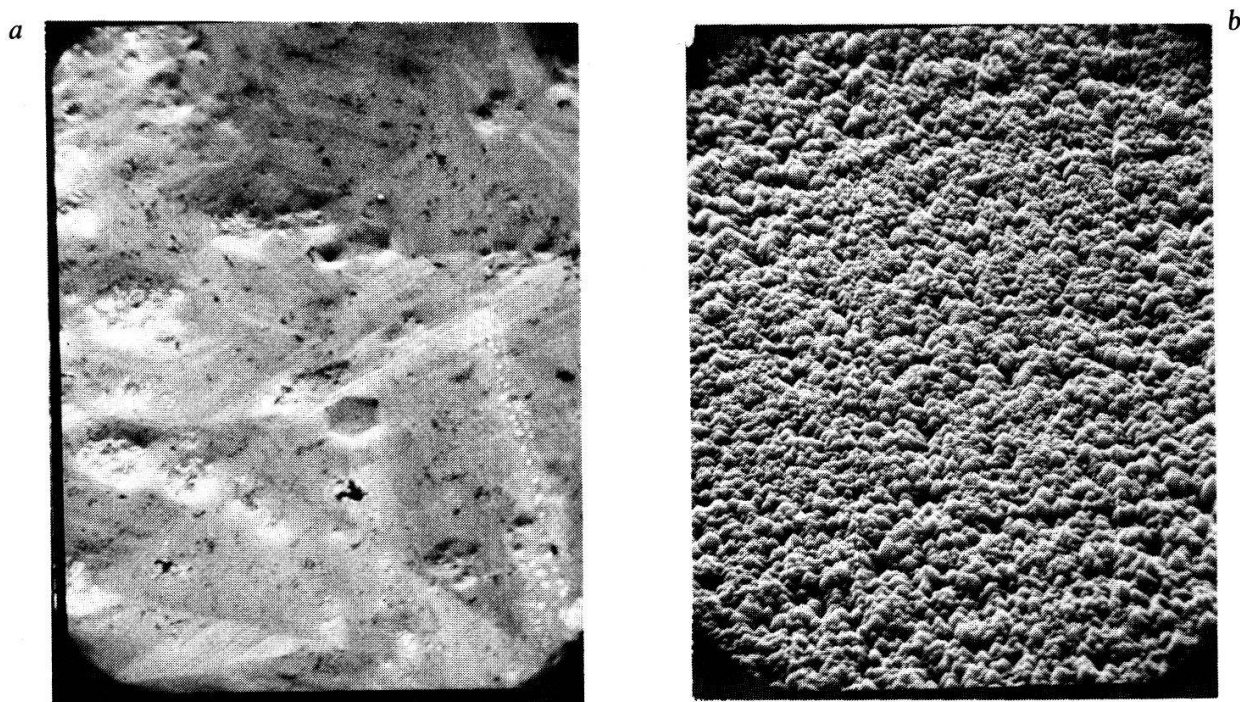


Fig. 4

Les deux surfaces d'un échantillon P HCl à l'aide d'un microscope électronique (SCANNING), 2000 fois: (a) la face cadmium, (b) la face soufre.

réponse en courant d'un facteur 10^4 plus élevée. Les observations qui précèdent peuvent se comprendre si l'on attribue des états de surface positivement (respectivement négativement) chargés à la surface comportant un excès de Cd (respectivement de S). La hauteur de la barrière de potentiel augmente alors dans le premier cas et diminue dans le second.

Une attaque des surfaces avec HCl diminue les résistances de contact dues en particulier à la pâte à polir (table). Les Figs. 4a et 4b montrent l'état des surfaces Cd et S après avoir été attaquées par l'acide. L'attaque étant plus forte sur la face S, on peut supposer que le cristal perd plus de S (sous forme de H_2S) que de Cd. En conséquence, la différence de hauteur des barrières de potentiel dans les cas Au-Cd et Au-S sera moins prononcée.

La Fig. 3a montre que l'influence de la polarité et du traitement des surfaces est moins apparente dans le cas des échantillons de haute résistivité.

II. Les caractéristiques $I(V)$ sous illumination. (Propriétés photovoltaïques)

Les échantillons sont exposés, à travers la couche d'Au, à une lumière monochromatique correspondant au gap d'énergie de CdS (2.4 eV) [7, 8, 9, 10].

Table
Paramètres d'ajustage pour les caractéristiques $I(V)$ des échantillons 4.1 Ohm cm.

Échantillon	Fonction d'ajustage	$I_s [A]$	n	$R[\Omega]$
P, Au-Cd _I	(i)	6.3×10^{-8}	15	
	(ii)	3.3×10^{-8}		1.6×10^6
P, Au-Cd _{II}	(i)	2.0×10^{-6}	28.9	
	(ii)	2.0×10^{-7}		8.4×10^4
P, Au-S	(i)	6.0×10^{-7}	189	
	(ii)	3.0×10^{-7}		9.2×10^6
P, HCl, Au-Cd	(i)	4.9×10^{-5}	2.3	
	(ii)	3.9×10^{-5}		96
P HCl, Au-S	(i)	1.8×10^{-3}	17.2	
	(ii)	2.0×10^{-3}		340

L'intensité de la lumière est d'environ 2.4 mW/cm^2 et la profondeur de pénétration environ de $0.1 \mu\text{m}$. La Fig. 3b montre que les échantillons de haute résistivité maintiennent leur comportement ohmique, mais les courants, à tension égale, sont augmentés d'un facteur 10^6 à 10^7 (cristaux photoconducteurs).

Dans le cas des échantillons de faible résistivité, le nombre élevé de porteurs créés détruit la barrière de Schottky et ainsi le comportement de ces échantillons devient ohmique (Fig. 2c et 2d). Le courant, à tension égale, est d'un facteur 10 plus fort dans le cas de cristaux polis et attaqués à HCl que dans le cas de cristaux simplement polis. L'influence de la polarité des surfaces reste la même (c.f. $I(V)$ dans l'obscurité).

III. Les propriétés photopiezoelectriques

Une déformation de flexion peut être induite dans un cristal photopiezoelectrique en l'illuminant avec une lumière monochromatique correspondant au gap d'énergie. La méthode de mesure, basée sur l'utilisation d'un pont capacitif, a été décrite par Höchli [11] et, légèrement variée par Lagowski [6]. L'amplitude de la flexion, la capacité de l'échantillon, ainsi que la différence de conductance ΔG en dehors et à la résonance sont mesurés en fonction de

l'intensité de la lumière incidente. Ces mesures donnent des informations en particulier sur le nombre de porteurs dans le cristal ($N_c \alpha \Delta G$) et sur sa stoechiométrie (une flexion du cristal sans illumination indique une distribution de charges non homogène dans le cristal, due à des impuretés ou à un excès de Cd). De plus, ces mesures présentent une approche différente permettant de connaître l'influence de la polarité et du traitement des surfaces. Seuls les échantillons de haute résistivité (10^8 et 10^{11} Ohm cm) ont été examinés par cette méthode. Les résultats obtenus confirment ceux présentés sous I et II.

Conclusion

La polarité des surfaces ainsi que leur traitement ont une grande influence sur les caractéristiques et sur les performances des cristaux de faible résistivité. Le comportement qui s'approche le mieux de celui d'une 'diode idéale' est réalisé par le contact Au-Cd sur une surface polie et attaquée à HCl ($n \sim 2$).

Les cristaux de haute résistivité ne montrent qu'une faible dépendance de la polarité et/ou du traitement des surfaces.

Les effets observés sont expliqués par des états de surface qui influencent l'établissement d'une barrière de potentiel.

BIBLIOGRAPHY

- [1] J.-P. SORBIER et N. SANGUINETTI, *Revue Phys. Appl.* 9, 973 (1974).
- [2] E. P. WAREKOIS, M. C. LAVINE, A. N. MARIANO et H. C. GATOS, *J. Appl. Phys.* 33, 2, 690 (1962). *J. Appl. Phys.* 37, 2203, (1966) errata.
- [3] M. KUSAKA, M. KANAKURA et S. OKAZAKI, *Japan J. Appl. Phys. Suppl.* 2, Pt 2, 437 (1974). *Surface Science* 64, 793 (1977).
- [4] H. J. HOVEL, *Semiconductors and Semimetals, Vol. II*, Solar Cells; Academic Press (1975).
- [5] W. G. SPITZER et C. A. MEAD, *J. Appl. Phys.* 34, 3061 (1963).
- [6] J. LAGOWSKI, C. L. BALESTRA et H. C. GATOS, *Surface Science* 29, 213 (1972).
J. LAGOWSKI et H. C. GATOS, *Appl. Phys. Lett.* 20, 1, 14 (1972) *Surface Science* 45, 353 (1974).
J. LAGOWSKI, A. MORAWSKI et H. C. GATOS, *Surface Science* 45, 325 (1974).
- [7] M. DUGUÉ, J.-L. PLOIX, B. VANDENBUNDER et F. DÉZALY, *Revue technique Thomson-CSF*, 6, 2, 457 (1974).
- [8] E. KHAWAJA et S. G. TOMLIN, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 8, 581 (1975).
- [9] S. SIMOV, M. KALITZORA, E. NIKOLOVA et I. BALTOV, *Surface Science* 59, 115 (1976).
- [10] S. WAGNER, J.-L. SHAY, K. J. BACHMANN et E. BUEHLER, *Appl. Phys. Lett.* 26, 5, 229 (1975).
- [11] U. T. HÖCHLI, *J. Phys. C: Solid State Phys.* 8, 3896 (1975).

Alloying of ohmic contacts on GaAs double-heterostructure lasers by irradiation with Nd:YAG laser

G. BADERTSCHER, W. LÜTHY, R. P. SALATHÉ and K. AFFOLTER

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern)

and M. WITTMER

(Brown Boveri Research Center, 5405 Baden)

Abstract. We report on an investigation of optimum irradiation parameters for laser assisted formation of ohmic contacts on AlGaAs-material used for the production of luminescent devices.

A Q-switched and a free running Nd:YAG laser were used in the experiments. The contacts were analyzed by optical control of the surface and Rutherford backscattering. The electrical and optical characteristics of the p-n junctions have been measured.

Conventionally, the formation of ohmic contacts on GaAs double-hetero (DH)-structures is performed by thermal alloying in a furnace. It has been shown

[1, 2, 3] that alloying and doping of semiconductor material can be made by laser irradiation. For practical applications, such as contact formation on DH-structure laser diodes, however, feasibility has to be demonstrated and the parameters giving best results have yet to be determined. The goal is to obtain low contact resistance and a minimum of laser induced defects and surface damage. In addition the doping mechanism is not yet completely understood and therefore a study of the contact material distribution profiles would be helpful.

In our letter we demonstrate the feasibility of laser alloying of ohmic contacts on GaAs DH-structure lasers. Laser parameters have been determined which allow the formation of low resistance contacts with good surface quality. Contact formation was investigated in some detail on *n*-type GaAs with Au/Ge coating. The resulting Au distribution has been measured with Rutherford backscattering spectrometry (RBS).

In our experiments we used commercial *n*-type (111) GaAs wafers doped with Te ($2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Au/Ge layers of about 500 nm thickness (eutectic mixture: Au 88%, Ge 12%) were evaporated. In addition, standard [4] DH-structure GaAs laser diodes with a cladding layer thickness of $3.2 \mu\text{m}$ have been used. In this case the metal coatings were evaporated layers of 4 nm Sn and 500 nm Au at the *n*-type side and of 13 nm Cr and 250 nm Au at the *p*⁺ cladding layer.

Two different Nd:YAG lasers emitting at a wavelength of $1.06 \mu\text{m}$ were used to irradiate these samples. One was a Q-switched laser system with pulses of 20 ns duration and an energy of up to 0.3 joule. The beam was focused to give a spot diameter of 0.1 to 1 mm on the target surface. The intensity was controlled by neutral filters.

The other system was a free running Nd:YAG laser with external electrooptical pulse shaping that emitted pulses of adjustable constant power and adjustable duration from 0.3 to 600 μs . The beam of this laser was focused to a spot of 60 to 300 μm in diameter. Irradiation of the samples with laser pulses of suitable intensity resulted in an alloyed GaAs-metal surface layer. The formation of the alloy could easily be detected by a characteristic change in color from gold to silver-grey.

In order to minimize the contact resistance and the surface damage induced by laser irradiation, experiments with different pulse durations have been performed to find the optimum conditions. Table 1 shows the results and the different parameters of the irradiations. The intensities given in Table 1 are those which are necessary to produce the mentioned change in color on the sample

Table 1

Parameters of laser irradiation, necessary to induce a change in colour: Pulse-duration, intensity and fluence and their effect on surface quality.

Pulselength	Nd: YAG Laser		Surface
	Intensity W/cm ²	Fluence J/cm ²	
600 μs	$4 \cdot 10^5$	240	rough
60 μs	10^6	60	rough
1 μs	10^7	10	good
20 ns	10^8	2	good

surface. The resulting contact resistances are nearly independent of pulse duration. The resistance was measured in pulsed operation between alloyed layers on the front and on the backside of the sample with typical dimensions of 0.2×0.5 mm and $100 \mu\text{m}$ thickness, taking into account the bulk resistivity. Values as low as $5 \times 10^{-5} \text{ Ohm cm}^2$ have been obtained. This corresponds to values obtained by thermal treatment in an oven [5]. A marked influence of pulse duration, however, was seen on surface quality. The longer the pulse duration the more the surface showed inhomogeneities. Best results are obtained with Q-switch pulses of 20 ns duration.

The alloying of the *p*-contact in GaAs DH-lasers imposes additional problems. The top cladding and contact layers are very thin in order to achieve low thermal resistance for cw operation [4]. In these devices the junction is situated only a few microns below the surface. Therefore one has to avoid excessive heating of the junction region [6] which could reduce the radiative recombination efficiency. In the case of short pulse duration, however, thermal gradients are high and in a depth of a few μm the temperature is low enough to avoid damage.

For a better understanding of the contact structure we also performed RBS analysis. The spot of the 3.5 MeV $^4\text{He}^+$ beam used in the experiment had a diameter of 0.8 mm. It was centered in a contact area which was made by a sequence of laser spots with sufficient overlap to insure good homogeneity of the alloyed area. Figure 1 shows the RBS spectrum of the Au/Ge layer before and after laser alloying with $1 \mu\text{s}$ pulses (Fig. 1a) as well as before and after alloying in a furnace (Fig. 1b). The arrows indicate the energy of the particles scattered from surface atoms of the corresponding elements. Due to the poor mass separation of the elements Ga, As and Ge it is not possible to separate their signals in the RBS spectrum. The leading edge of the GaAs signal of the unreacted sample is shifted towards lower energy by the energy loss of the He particles in the overlaying Au/Ge film. After laser irradiation the signals of Ga and As appear at their surface location and the yield of the Au signal has dropped (Fig. 1a). These facts indicate that GaAs has mixed with the Au/Ge-layer. Since the top of these signals is flat, the mixing is quite homogeneous. The long trailing edge of the Au signal from the furnace annealed sample of Fig. 1b shows that inhomogeneous mixing of GaAs and Au/Ge occurred and that possibly the contact layer is laterally nonuniform. For the above mentioned reason it is not possible to measure the composition of the alloyed region. This prevents the calculation of the energy loss of the particles in the alloyed layer which would be necessary to estimate the depth of the alloy.

The thermal treatment in an oven leads to a deep diffusion of the contact material with a pronounced diffusion profile at the interface between the contact layer and the GaAs bulk. On the other hand, in the case of laser alloying, the diffusion profile is far steeper, thus leading to a reduced depth of the contact layer. This might be very useful for practical applications, because in the case of a GaAs DH-laser, for example, this allows the fabrication of thinner p^+ layers, and in consequence the thermal resistance is reduced.

The contact formation on both *n*- and *p*-sides of a single diode laser was performed by irradiation with several pulses of $1 \mu\text{s}$ duration. The spots were $60 \mu\text{m}$ in diameter and partially overlapping. After the laser treatment the differential resistance of the diode laser at high forward currents was as low as 0.5 Ohm for diode dimensions of 0.2×0.49 mm. This value is a factor of ~ 3

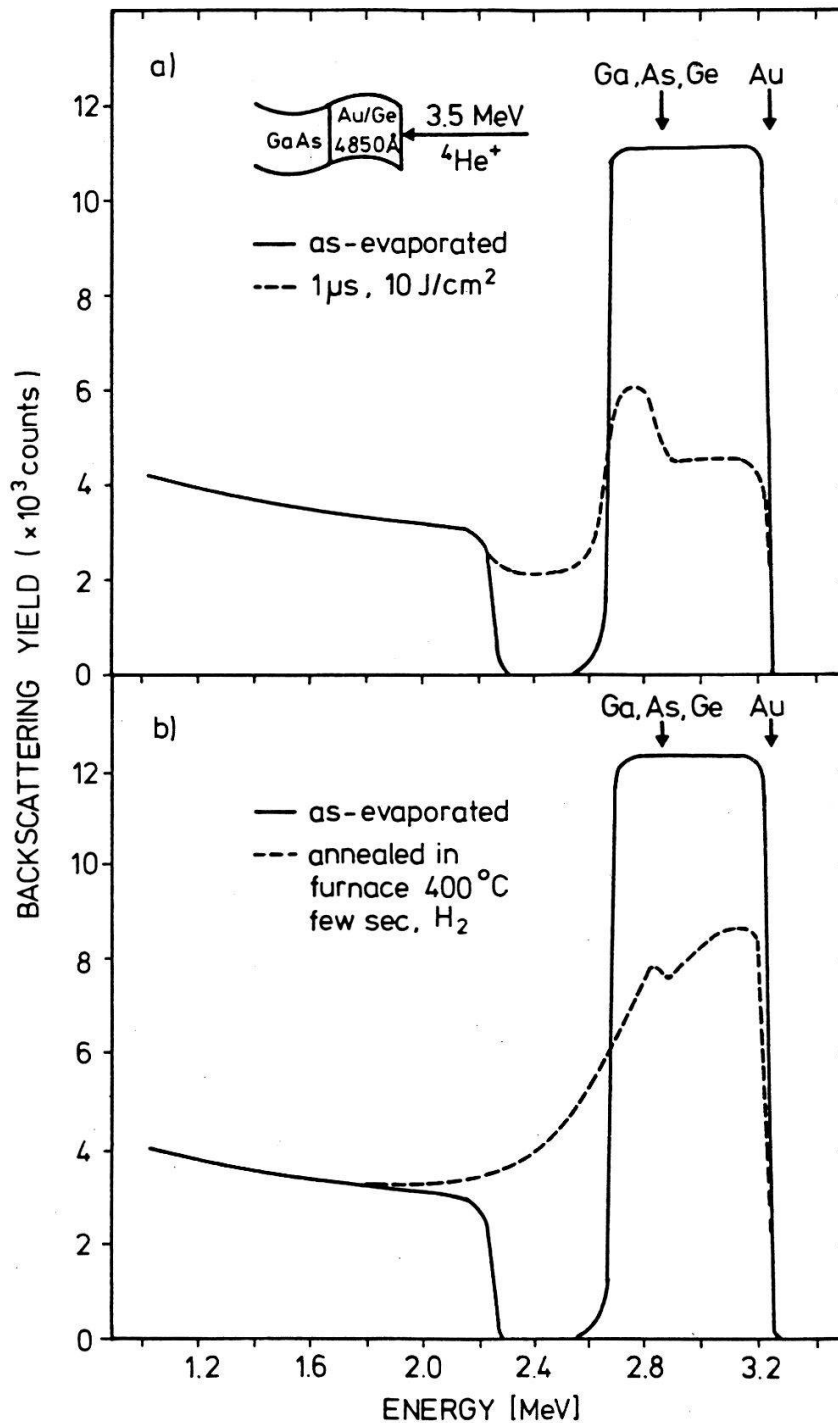


Figure 1

3.5 MeV $^4\text{He}^+$ RBS-spectrum of an as evaporated sample in comparison with (a) a sample alloyed by Nd:YAG-laser pulses of 1 μs duration and (b) a sample alloyed in a furnace flushed with H_2 at 400°C for a few seconds.

higher than the one obtained with thermally alloyed material. The reason of this discrepancy is not yet understood and further experiments are in progress. Electrical and optical tests of the diode laser in pulsed operation showed that the laser treatment had no negative influence on the electrical characteristics, laser threshold, or light output.

In conclusion we found that laser alloying of Au/Ge layers to n -type GaAs allows the formation of low resistance ohmic contacts. With laser pulses of a

duration below $1\ \mu\text{s}$ the surface damage is avoided and the resulting Au distribution is steeper than in those contacts produced with conventional alloying in a furnace. The technique has proved to be applicable for contact formation on DH-structure GaAs diode lasers.

Acknowledgements

We like to thank the Institute of Electronics of the ETH in Zürich for their DH-structure diodes, J. M. Künzi for evaporations and M. von Allmen and H. P. Weber for stimulating discussions. This work was supported in part by the Swiss 'Commission for the Encouragement of Scientific Research'.

REFERENCES

- [1] R. S. POUNDS, M. A. SAIFI and W. C. HAHN Jr., *Solid state Electron.* 17, 245 (1974).
- [2] K. AFFOLTER, W. LÜTHY and M. VON ALLMEN *Appl. Phys. Lett.* 33, 185 (1978).
- [3] S. MARGALIT, D. FEKETE, D. M. PEPPER, C. P. LEE and A. YARIV, *Appl. Phys. Lett.* 33, 346 (1978).
- [4] I. HAYASHI, M. B. PANISH and F. K. REINHART, *J. Appl. Phys.* 42, 1929 (1971).
- [5] B. R. PRUNIAUX, *J. Appl. Phys.* 42, 3575 (1971).
- [6] K. AFFOLTER and M. VON ALLMEN, *ZAMP*, 28 (1977).

Clusters, varia

Size dependence of the CESR g shift in a small sodium particle

J. BUTTET and R. CAR

(Laboratoire de Physique Expérimentale, EPF-Lausanne)

and C. W. MYLES

(Texas Tech. University, Lubbock, USA)

The CESR g shift has been calculated [1] for a model Na cube of side L , employing single orthogonalized standing waves for the wavefunctions.

We present here an extension of the previous model, which includes the effect of the crystal potential on the wavefunctions. The result that the absolute value of $\delta g(L)$ decreases with decreasing particle size is confirmed by the present calculation.

A comparison is made with the experimental data and with the predictions obtained by Kawabata for the second order term in spin-orbit coupling.

REFERENCE

- [1] C. W. MYLES, J. BUTTET and R. CAR, *Solid State Commun.* 30, 325 (1979).

Sur la formation de jet d'amas d'atomes par détente supersonique

R. RECHSTEINER et J.-D. GANIÈRE

(Lab. Phys. Exp. EPFL, 33, Av. de Cour, 1007 Lausanne)

Une évaluation simple du taux de nucléation et du temps caractéristique de croissance dans une détente supersonique d'une vapeur métallique montre que la probabilité de former des amas de taille relativement grande est très faible, que la détente soit libre ou au travers d'un convergent-divergent. Ce résultat est dû à la vitesse élevée de la vapeur. Au mieux, seules des 'molécules' métalliques se forment dans le cas des métaux à faible tension superficielle. Ainsi, la détente supersonique sera avantageuse pour geler une population d'amas préexistante.

REFERENCES

- [1] P. G. HILL et al., J. Heat Transfer, pp. 303-317 (1963).
- [2] P. P. WEGENER, Gasdynamics, vol. 1 (1969).

Emission von Clustern aus festem und flüssigem Antimon

K. SATTLER, J. MÜHLBACH und E. RECKNAGEL

(Fachbereich Physik, Universität Konstanz, 7750 Konstanz, BRD)

Zur Analyse von Clustern in Metaldämpfen wurde ein elektronisches Flugzeitmassenspektrometer gebaut. Dieses Spektrometer weist Teilchen extrem hoher Massen nach und ist gegen Wärmestrahlung und Bedampfung geschützt. Der Clusternachweis erfolgt über eine auf einzelne Cluster empfindliche Analytoreinheit.

Sb emittiert Cluster von bis zu vier Atomen Größe. Bisher waren solche Cluster in Knudsenzellen erzeugt worden, wobei ihre relativen Häufigkeiten mit thermodynamischen Reaktionsgleichgewichten erklärt wurden.

Wir haben die Cluster direkt aus dem festen und flüssigen Zustand ins Vakuum verdampft und die Temperaturabhängigkeit der Clusterintensitäten gemessen. Die Ergebnisse werden verglichen mit Strukturbestimmungen aus Streuexperimenten am festen und flüssigen Antimon.

Structure of perovskite-type layer compound $\text{NH}_3(\text{CH}_2)_4\text{NH}_3\text{MnCl}_4$ below and above phase-transition temperature determined by neutron diffraction

K. TICHY and J. BENES

(Institut für Reaktortechnik, Eidg. Technische Hochschule, 5303 Würenlingen)

R. KIND and H. AREND

(Laboratorium für Festkörperphysik, Eidg. Technische Hochschule, 8093 Zürich)

Perovskite-type layer substance $\text{NH}_3(\text{CH}_2)_4\text{NH}_3\text{MnCl}_4$ exhibits second-order phase transition at 382 ± 1 K. Its structure below (295 K) and above (404 K) the

transition temperature was refined to $R_w = 0.067$ and 0.070 for neutron diffraction data collected from twinned samples.

The structure of the room-temperature phase (monoclinic, $P2_1/b$, No. 14, $Z = 2$, $a = 10.770(5)$, $b = 7.177(3)$, $c = 7.307(3)$ Å and $\gamma = 92.67(5)^\circ$) is ordered. At 404 K the butylenediammonium chain is dynamically disordered between two possible orientations related by a mirror plane. The addition of the mirror plane to the symmetry elements of the space group $P2_1/b$ results in the orthorhombic space group No. 53, $Pnmb$ with $a = 10.690(5)$, $b = 7.218(4)$, $c = 7.337(3)$ Å.

Observation par microscopie électronique (MET) de la transformation martensitique d'un alliage AuCuZn

J. J. MEISTER, PH. BUFFAT* et R. GOTTHARDT

(Laboratoire de Génie Atomique, *Inst. Interdépart. de Métallurgie EPF-Lausanne)

La transformation martensitique que présente l'alliage $Au_{20}Cu_{34}Zn_{46}$ a été étudiée par MET [1]. La phase austénitique possède une structure cristallographique cubique centrée et la phase martensitique présente une structure monoclinique M18R. L'enregistrement des images sur film vidéo a permis de suivre l'apparition et le développement de la phase martensitique lors des descentes en température ou sous l'effet d'une contrainte appliquée in situ à l'échantillon. De plus, l'effet mémoire à deux directions (two ways memory effect) de cet alliage a été observé à l'échelle microscopique.

BIBLIOGRAPHIE

[1] J. J. MEISTER et R. GOTTHARDT, Bull. Sté. Vaud. Sci. Nat. 74 (3), 355 (1979).

Modes principaux de vibrations dans les composés $ZrSe_3$, ZrS_3 et HfS_3

A. GRISEL

(Lab. physique appliquée, Lausanne)

et T. J. WIETING

(U.S. Naval Research, Washington)

L'étude des phonons optiques à $k = 0$ des composés $ZrSe_3$, ZrS_3 et HfS_3 a été effectuée à l'aide des techniques de diffusion Raman, de réflectivité et d'absorption infrarouge.

La structure en chaîne de ces trichalcogénures d'éléments IVb suggère l'existence de propriétés quasi-unidimensionnelle. L'analyse de la symétrie des vibrations et l'élaboration d'un modèle à forces-centrales distinguant les liaisons dans la chaîne (Cw) des liaisons entre les chaînes (Cb) nous permet d'interpréter les spectres Raman et infrarouges. Le rapport des constantes de forces Cb/Cw est évalué à 0.3, 0.25, 0.15 pour $ZrSe_3$, ZrS_3 et HfS_3 respectivement.

Theorie für XPS für Kristalle

J. M. JOLLER

(FB Math., Gesamthochschule Hagen, D-5800 Hagen)

Ein einfaches Modell zur Beschreibung von XPS wurde entwickelt. Das emittierte Photoelektron wird durch

$$\Psi(\vec{x}) = \sum_{\vec{k}'} \{M_{\text{surf}}(f, i; k', k) \delta_{\vec{k} \parallel \vec{k}'} + T_{k_{\perp} V_{\perp}}(k') S(\vec{q}) M_{\text{vol}}(f, i; k', k)\} e^{i\vec{k}' \cdot \vec{x}}$$

beschrieben; $S(\vec{q})$ ist der statische Strukturfaktor. Die Oberfläche wird durch

$$V_s(x_{\perp}) = V_0(1 - \xi)^{-1}; \quad \xi = -\exp\{-z \cdot \pi \cdot x/l\}$$

(mit komplexen V_0), die Zustände durch

$$\varphi_n(\vec{x}) = \sum_j e^{i\vec{k}_j \cdot \vec{x}} u_n(\vec{x} - \vec{x}_j)$$

(u_n = selbstkonsistent ber. atomare Wellenfunktion) approximiert.

Supraconductibilité, systèmes magnétiques

The low temperature thermal conductivity of ErRh_4B_4

H. R. OTT and W. ODONI

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich)

We have measured the thermal conductivity λ of ErRh_4B_4 between 0.05 K and 4 K and in external magnetic fields, parallel and perpendicular to the heat flow, up to 3 kOe. As expected we find an anomalous behaviour due to the phase transition from the magnetically ordered to the superconducting state around 1 K. As has been found in previous resistivity measurements [1] we also observe a hysteretic behaviour of this phase transition. In the magnetically ordered normal state we observe a linear temperature dependence of λ as expected for a predominantly electronic conduction.

REFERENCE

- [1] H. R. OTT, W. A. FERTIG, D. C. JOHNSTON, M. B. MAPLE and B. T. MATTHIAS, J. Low Temp. Phys. 33, 159 (1978).

Wärmeleitungsmessungen an Blei im supraleitenden und im Zwischenzustand unter 1K

W. ODoni and H. R. Ott

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, 8093-Zürich)

Wir haben die thermische Leitfähigkeit von zylindrischen Bleieinkristallen mit verschiedenen Durchmessern im supraleitenden und im Zwischenzustand im Bereich von 0.05 bis 1 K gemessen. Die Probendurchmesser sind von der Grössenordnung der freien Weglängen der Phononen im supraleitenden Zustand. Für $H=0$ finden wir die erwartete reine Phononenleitung. Ebenso ist die Wärmeleitung senkrecht zu einem Magnetfeld im Zwischenzustand durch die Phononenleitung bestimmt. In diesem Fall werden die Phononen in den normalen Lamellen an den Elektronen gestreut. Im Gegensatz zu höheren Temperaturen und grösseren Probendurchmessern gilt jedoch die Abhängigkeit $\lambda_{\min} \propto$ Dicke der Lamellen $\propto \sqrt{D}$ (D = Durchmesser der Probe) nicht mehr.

Modifications à basse température dans le système $\text{Cu}_x\text{Mo}_6\text{S}_8$

R. BAILLIF et R. FLÜKIGER

(Département de Physique de la Matière Condensée, Ecole de Physique, 1211 Genève 4)

et K. YVON

(Laboratoire de Cristallographie, Ecole de Physique, 1211 Genève 4)

Le diagramme de phases du système Cu-Mo-S a été étudié dans la région proche de la phase rhomboédrique $\text{Cu}_x\text{Mo}_6\text{S}_8$ dans le domaine de température $1 \leq T \leq 2000$ K. A basse température, on observe 4 différentes modifications, aux compositions $x \approx 1$, $x = 1.8$, $x = 3.2$ et $x = 4$, la dernière correspondant à la phase rhomboédrique non transformée.

L'étude du domaine $x \leq 1.8$, métastable à température ambiante, est d'un intérêt particulier, car ces compositions qui ne peuvent être obtenues que par trempe rapide se transforment néanmoins à basse température, donnant lieu à une nouvelle phase à $x \approx 1$. La structure de la phase à $x = 1.8$ a été trouvée triclinique. Sa température de transition $T_c = 10.8$ K, est la plus élevée pour des alliages cristallisant dans cette structure.

RPE du Gd dans XMo_6S_8 , $\text{X} = \text{Pb}, \text{Sn}$

R. ODERMATT, M. HARDIMAN, S. E. BARNES, J. PELLISSON et M. PETER

(Département de Physique de la Matière Condensée,
Université de Genève, 32, bd. d'Yvoy, 1211 Genève 4)

La résonance paramagnétique électronique du Gd dilué (1% at) dans PbMo_6S_8 et SnMo_6S_8 a été mesurée dans les états normal et supraconducteur sur des échantillons de poudre. La simulation théorique des spectres conduit aux

résultats suivants. A ~ 4.2 K on a une simple moyenne sur toutes les directions du champ par rapport aux axes cristallins: le champ cristallin est de symétrie axiale avec $D = b_2^0 = -740$. Gauss pour les deux composés. Le rétrécissement rapide de la structure fine observé quand la température augmente s'interprète dans le cadre de la théorie 'hopping' en admettant, dans l'état supraconducteur, un taux de relaxation des impuretés vers les électrons proportionnel à $\exp(-\Delta/kT)$. Dans l'état normal, on obtient pour SnMo_6S_8 $\langle J(q) \rangle = 0.012$ eV et $J(q=0) = 0.02$ eV. Pour PbMo_6S_8 $\langle J(q) \rangle$ est du même ordre de grandeur alors que $J(q=0)$ est de l'ordre de 10^{-3} eV.

Ordre atomique, stabilité et supraconductivité dans le système $\text{Nb}_{1-\beta}\text{Al}_\beta$ de structure A15

R. FLÜKIGER et J. L. JORDA

(Département de Physique de la Matière Condensée, Ecole de Physique, 1211 Genève 4)

et P. FISCHER

(E.T.H.Z., Institut für Reaktortechnik, EIR, 5303 Würenlingen)

Le paramètre d'ordre atomique à grande distance a été déterminé par diffraction neutronique sur une série d'alliages $\text{Nb}_{1-\beta}\text{B}_\beta$. Nous avons trouvé que ce paramètre correspond pratiquement à l'ordre parfait, indépendamment de la composition.

La composition stoechiométrique, $\beta = 0.25$, est métastable et ne peut être obtenue que par trempe rapide, donc à l'état désordonné. Pour cette composition, il n'est pas possible d'améliorer le degré d'ordre, car la ségrégation, déjà présente à 750°C se traduit par un déplacement de la composition effective vers des valeurs inférieures à $\beta = 0.25$.

Myon-Spinrelaxation in Supraleitern

M. GLADISCH (a), D. HERLACH (b), H. METZ (c), H. ORTH (a), G. ZU PUTLITZ (a),
A. SEEGER (b, c), W. WAHL (a), M. WIGAND (a)

(Phys. Inst., Uni Heidelberg (a), Inst. f. Theor. u. Angew. Phys., Uni Stuttgart (b),
Max-Planck-Inst. f. Metallforschung, Stuttgart (c))

Die Spinpräzession positiver Myonen wurde in Tantal (Supraleiter 1. Art) im Zwischenzustand und in Niob (Supraleiter 2. Art) im gemischten Zustand gemessen. In Tantal finden wir zwischen 2.3 K und 3.5 K gute Übereinstimmung mit makroskopischen Messungen des thermodynamischen kritischen Feldes. Die Messungen an Niob geben Aufschluss über die Inhomogenität der inneren Felder (Flusslinien). Mögliche Anwendungen zum Studium langreichweitiger Diffusion werden angedeutet.

Réseaux de dimension finie de ponts à effet de proximité

J. L. BERCHIER et D. H. SANCHEZ

(Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève,
24 quai E.-Ansermet, 1211 Genève 4)

Nous avons fabriqué et étudié des réseaux 20×20 bidimensionnels de jonctions à effet de proximité en Au/In. La résistance statique à l'origine en fonction de la température montre une transition à $T_c(\text{In})$ et une autre à T_c^* , inférieure à $T_c(\text{In})$, mais supérieure à $T_c(\text{Au/In})$. A T_c^* , le système passe dans un état où il n'y a plus de résistance même s'il est composé de jonctions SNS.

Effets de taille sur la résistance normale de longs microponts

J. L. BERCHIER, L. WEISS et D. H. SANCHEZ

(Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève,
24 quai E.-Ansermet, 1211 Genève 4)

Nous calculons dans le modèle de Fuchs-Sondheimer, l'effet sur la résistance normale introduit par la largeur d'un long micropont sur film mince. Nous montrons que pour des ponts ayant une largeur plus petite que approximativement 10 fois l'épaisseur du film, leur résistivité augmente. Ce résultat est en accord avec les résultats expérimentaux. Nous discutons également le rôle joué par le libre parcours moyen effectif en relation avec les propriétés supraconductrices du film et du micropont.

Magnetische Ordnung in gemischt-valenten Tm Chalcogeniden

B. BATLOGG, H. R. OTT, E. KALDIS und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich)

Unter den gemischt-valenten Verbindungen mit Seltenen Erden nimmt TmSe eine spezielle Stellung ein, indem es als einzig bekannte solche Substanz bei tiefen Temperaturen magnetisch ordnet. Wir haben in metallischen Verbindungen der Art $\text{Tm}_x\text{Se}_y\text{Te}_{1-y}$ (wobei $x, y \sim 1$) diese magnetische Ordnung mit verschiedenen experimentellen Methoden untersucht. Für $y = 1$ und $x \sim 1$ findet man metamagnetisches Verhalten bei Heliumtemperaturen. Für $y < 1$ wächst sowohl der zweiwertige Charakter der Tm Ionen als auch die Tendenz zu ferromagnetischer Ordnung. Gerade dieses aussergewöhnliche Verhalten kann Auskunft geben über die elektronischen Wechselwirkungen, die für das generelle Verständnis der besonderen Eigenschaften gemischt-valenter Substanzen wichtig sind.

Hall effect in $\text{Gd}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_2$ and $\text{Gd}_x\text{Y}_{1-x}\text{Al}_2$ intermetallic compounds ($x \leq 0.05$)

M. CHRISTEN, J. SIERRO and B. GIOVANNINI

(Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève,
24, quai Ernest Ansermet, 1211 Genève 4, Switzerland)

Abstract. In order to study the mechanisms responsible for the asymmetric scattering of conduction electrons by localized magnetic moments, particularly in the case of S-state magnetic ions, we have performed Hall effect measurements on the intermetallic compounds LaAl_2 and YAl_2 with dilute concentration of Gd. No extraordinary Hall effect depending on the Gd^{3+} magnetic moment was observed.

The extraordinary Hall effect, which occurs in a wide variety of magnetic materials (ferromagnets, antiferromagnets and dilute magnetic alloys etc.), is caused by asymmetries [1] in the scattering of the conduction electrons by the magnetic moments, and then it can be of interest to reveal some details of the interaction between conduction electrons and magnetic moments. It was shown for a long time by Kondo [2] that the Coulomb interaction includes terms with exchange-type coupling between the orbital angular momentum $\vec{l}$ of the conduction electrons and the orbital angular momentum $\vec{L}$ of the magnetic ion, which make the scattering asymmetric and can be responsible for the formation of the extraordinary Hall effect. From this Coulomb interaction model, the extraordinary Hall effect was computed for ferromagnets [3], [4] and for dilute magnetic alloys [5]. In the first case the results account for all the qualitative features of the observed extraordinary Hall effect for the pure rare-earth metals. However the model does not predict any effect for systems with S-state magnetic ions when a large extraordinary Hall effect is found for ferromagnets like Gd [3] and intermetallic GdAl_2 [6], [7].

The results presented in this note are part of our investigations for the occurrence of the different other possible mechanisms [7] (covalent mixing interaction, spin-orbit coupling of the 5d virtual bound state of the rare earth, intrinsic spin-orbit coupling of the conduction band, ...) and the purpose here was to check whether the extraordinary Hall effect observed in ferromagnetic GdAl_2 is also present in the dilute paramagnetic compounds $(\text{La}, \text{Gd})\text{Al}_2$ or $(\text{Y}, \text{Gd})\text{Al}_2$.

The intermetallic compound $(\text{La}, \text{Gd})\text{Al}_2$ is known to be a spin glass system [8] and we have limited the Gd concentration to around 5 at. %, in order to avoid complications due to interactions between magnetic ions in the measurements at the liquid helium temperature. The Fig. 1 shows the measured Hall resistivity ρ_H in function of the applied magnetic field at 4.2 K for five $(\text{La}, \text{Gd})\text{Al}_2$ samples. It exhibits the typical behaviour of the ordinary Hall effect when a sign reversal occurs, due to a transition from the low-field condition ($\omega_c\tau \ll 1$; ω_c is the cyclotron frequency and τ the relaxation time for the scattering mechanism) where the effect is governed by the scattering of the hole-like carriers to the high-field condition ($\omega_c\tau \gg 1$) where the effect exhibits essentially the contributions of the electron-like orbits of the Fermi surface. The magnetic field at which the sign reversal occurs is proportional to the concentration of Gd impurities and moreover the same behaviour (with low-field to high-field transition) is also observed for LaAl_2 in function of increasing temperature, due to the influence of the residual impurities and defects of the crystal. This sign reversal of the ordinary

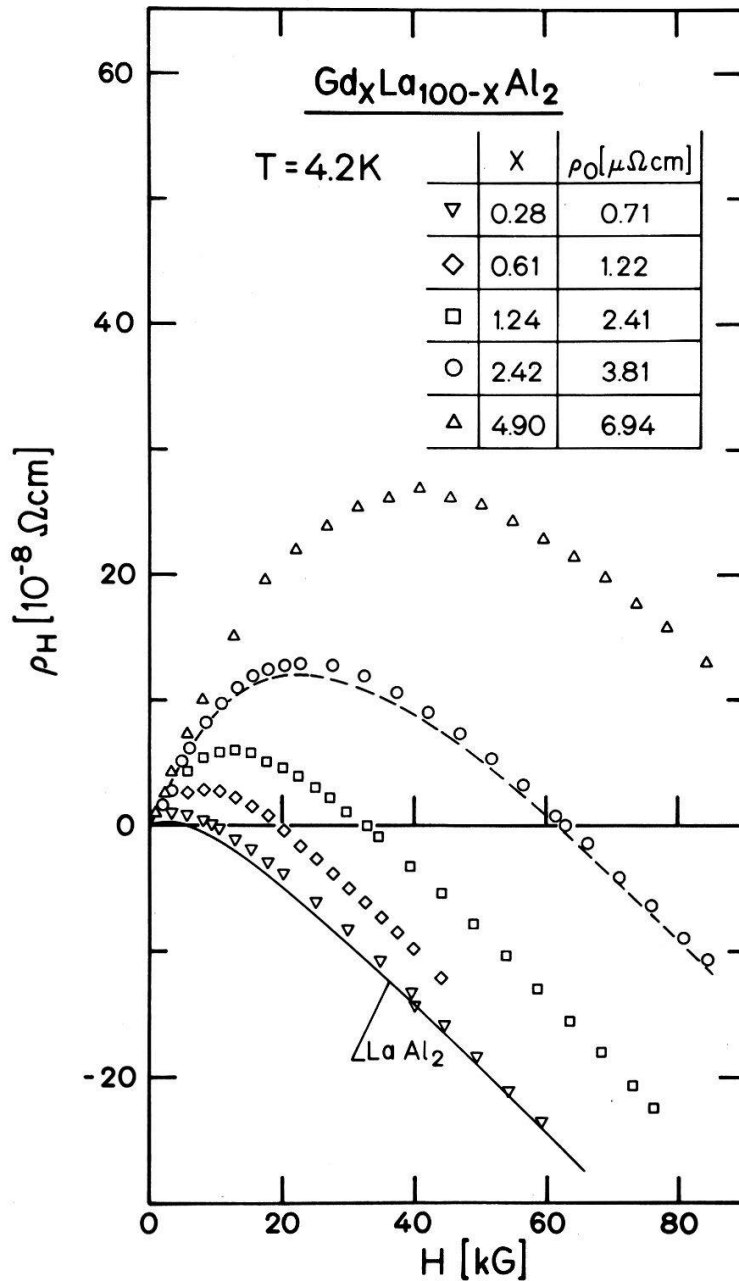


Figure 1

Measured Hall resistivity ρ_H at 4.2 K for the $(\text{La}, \text{Gd})\text{Al}_2$ alloys. The dotted curve is obtained for a non magnetic $(\text{La}_{98.0}\text{Y}_{2.0})\text{Al}_2$ alloy.

Hall effect of LaAl_2 can be qualitatively described with a two band model [9] (electron-like and hole-like) and it should be in agreement with known properties of the Fermi surface, recently obtained from de Haas-van Alphen experiment [10].

To ensure that no extraordinary Hall contribution is visible, we have also measured a 2 at. % $(\text{La}, \text{Y})\text{Al}_2$ alloy and the result is given by the dotted line in Fig. 1. Secondly, the Fig. 2 shows a Kohler plot for the Hall resistivity and the magnetoresistance measured at two different temperatures for one of the $(\text{La}, \text{Gd})\text{Al}_2$ alloys. The Kohler rule holds for the Hall resistivity, when for the magnetoresistance one sees clearly the negative contribution due to the spin-exchange interaction.

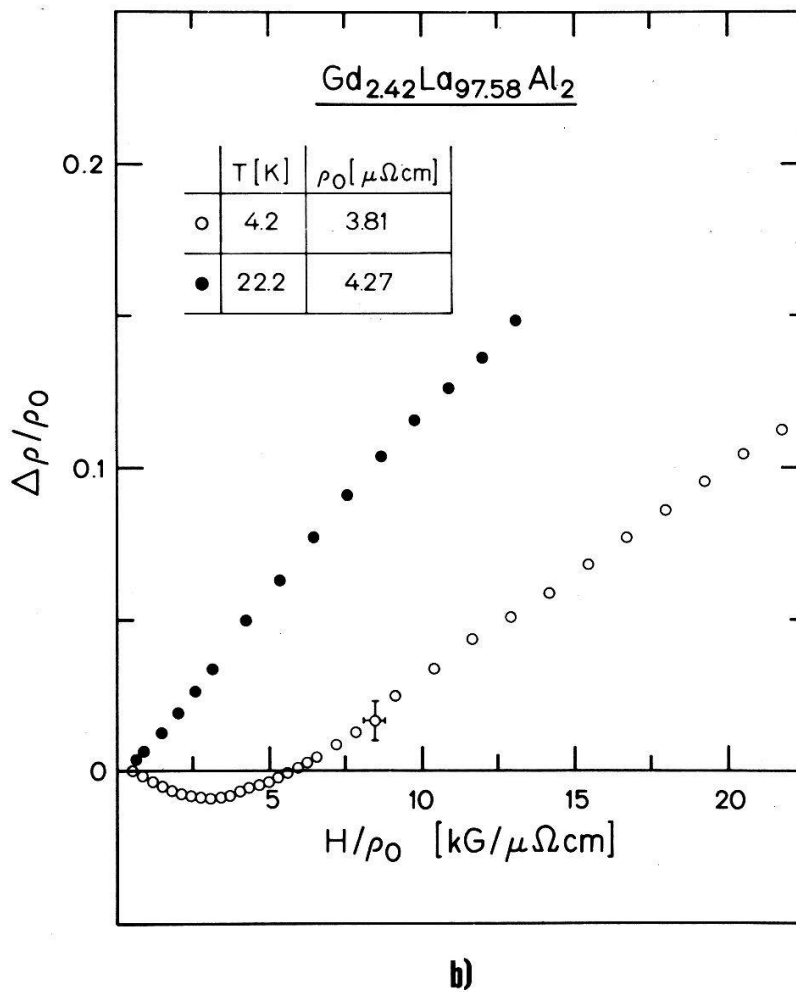
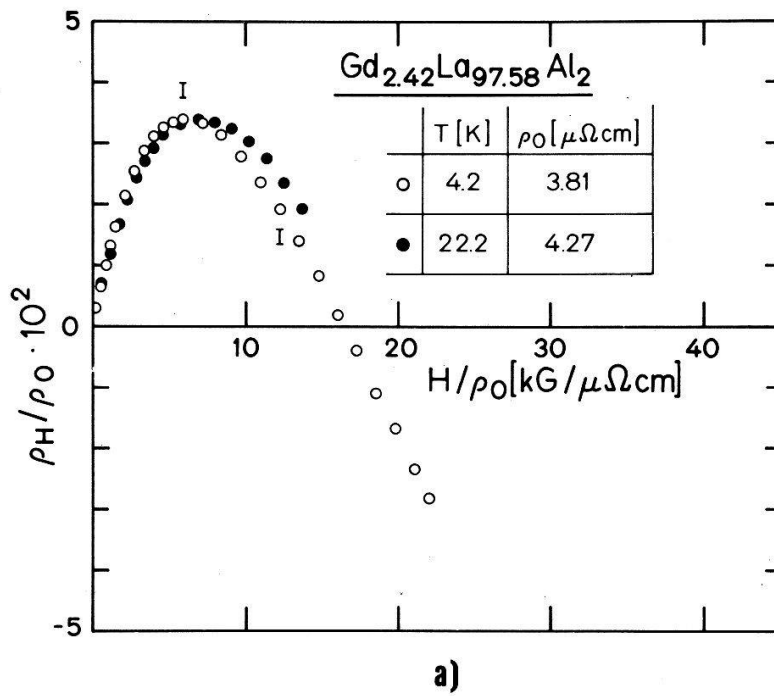


Figure 2
Kohler plot for the temperature dependence of the Hall resistivity (a) and the magnetoresistance (b) for one of the $(\text{La}, \text{Gd})\text{Al}_2$ alloys.

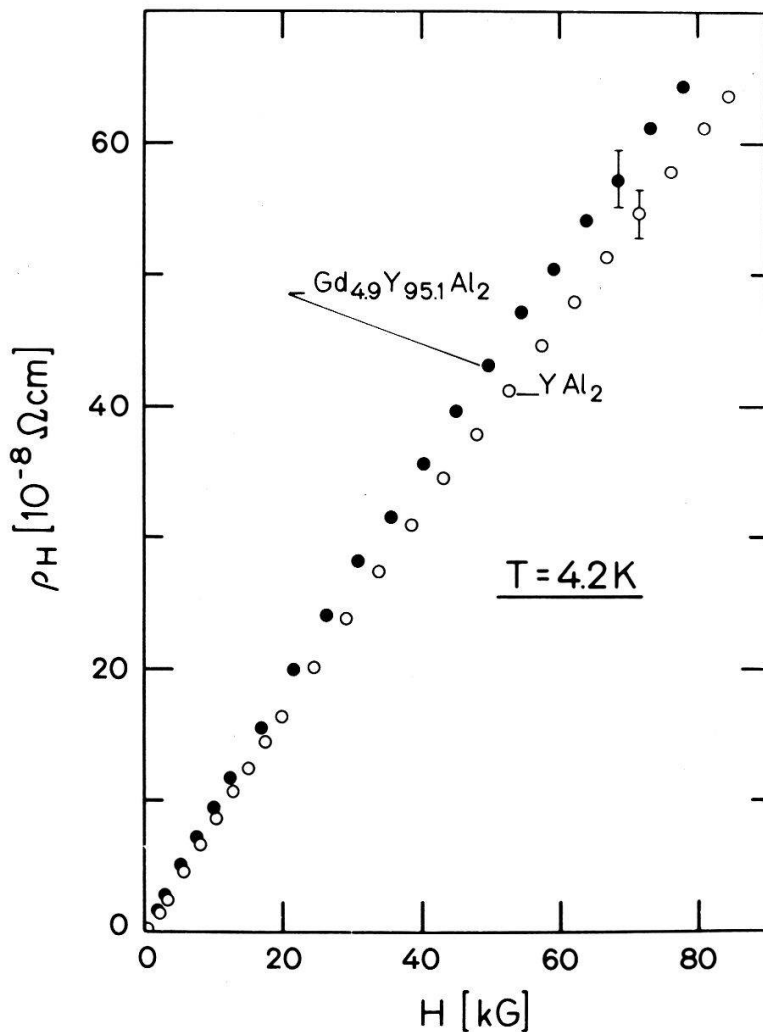


Figure 3
Measured Hall resistivity ρ_H at 4.2 K for YAl_2 and a $(\text{Y}, \text{Gd})\text{Al}_2$ alloy.

Finally the Fig. 3 shows the Hall resistivity for a 5 at. % $(\text{Y}, \text{Gd})\text{Al}_2$ alloy. There is no complication due to the field dependence of the ordinary Hall effect as in LaAl_2 but here also, it is not possible to see any extraordinary Hall contribution.

In conclusion, these Hall effect measurements on LaAl_2 and YAl_2 containing dilute concentration of Gd fail to reveal an extraordinary Hall effect, i.e. a contribution depending on the magnetization of the Gd^{3+} impurities. If it is supposed that the same mechanism is acting in the systems investigated here as in ferromagnetic GdAl_2 , a skew scattering calculation [5], using the parameters deduced from the extraordinary Hall effect in GdAl_2 [6], [7], gives for the Hall resistivity ρ_H at saturation a magnitude of about $5 \cdot 10^{-8} [\Omega \cdot \text{cm}]$ for 1 at. % Gd. This should be large enough to be not hidden by the ordinary Hall effect of the systems. Then one might think that the extraordinary Hall effect observed in the (rare-earth) Al_2 intermetallic compounds is closely related to the occurrence of magnetic order and experiments in the concentrated range of system like $(\text{Gd}, \text{La})\text{Al}_2$, where ferromagnetism sets up, are in progress.

REFERENCES

- [1] A. FERT, *Physica* B86–88, 491 (1977).
- [2] J. KONDO, *Progr. Theor. Phys. (Japan)* 27, 727 (1962).
- [3] B. GIOVANNINI, *Phys. Lett.* 36A, 381 (1971) and in *L'effet Hall extraordinaire*, p. 82, Proceedings of the St-Cergue meeting, (1972), ed. by G. COHEN, B. GIOVANNINI and D. SORG, Université de Genève.
- [4] A. FERT, *J. de Physique* 35, L107 (1974).
- [5] B. GIOVANNINI, *J. Low Temp. Phys.* 11, 489 (1973).
- [6] M. CHRISTEN, Thèse, Université de Genève (1979).
- [7] M. CHRISTEN, B. GIOVANNINI and J. SIERRO, to be published.
- [8] H. v. LÖHNEYSSEN, J. L. THOLENCE and F. STEGLICH, *Z. für Physik* B29, 319 (1978).
- [9] see for example C. M. HURD, *The Hall effect in metals and alloys*, p. 104, Plenum Press, (1972).
- [10] J. REICHELT and K. WINZER, *Phys. Stat. Sol.* b89, 489 (1978).

Der LMN-Protonenraser als Beispiel eines selbststrahlenden Kernspinsystems

B. DERIGHETTI und H. MARXER
(Physikinstitut der Universität Zürich)

Die Untersuchungen am Rubin-Raser haben gezeigt, dass das Verhalten eines selbststrahlenden invertierten Spinsystems durch spezifische Eigenschaften der untersuchten Probe bestimmt werden. Die ins Spiel kommenden Größen sind unter anderen: Die Anzahl der Spinreservoirs, ihre Wärmekapazitäten und die Stärke der Kopplung zwischen diesen verschiedenen Subsystemen. Es war deshalb interessant, ein weiteres wenn möglich einfacheres Material mit Raser-Eigenschaften zu finden und zu untersuchen. Wir haben die notwendigen experimentellen Bedingungen (LC-Kreis mit hohem Gütefaktor und starke dynamische Kernpolarisation), um ein Spin-1/2-Raser zu realisieren, erreicht. Als Probe haben wir das in der Kernphysik benutzte Target-Material LMN ($\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$: Nd^{+++} 1%) verwendet. An Hand eines einfachen Modelles wird versucht, die experimentell gemessene Schwellenmagnetisierung und das Superradianzverhalten zu erklären.

ESR-Untersuchungen der Spinsysteme $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2(\text{Cu}_x\text{Mn}_{1-x})\text{Cl}_4$, $0 \leq x \leq 1$

D. BARBERIS, J. METTLER, H. REIMANN, F. WALDNER und H. AREND*
(Physik-Institut Universität Zürich; Festkörperphysik ETH-ZH*)

Ausgehend von den bekannten Eigenschaften der reinen magnetischen Schichtstrukturen

- (i) $x = 1$: ferromagnetische Cu-Schichten, $J \sim 20$ K, $T_c \sim 10$ K.
- (ii) $x = 0$: antiferromagnetische Mn-Schichten, $J \sim -5$ K, $T_n \sim 45$ K wurden Einkristalle der Mischsysteme im X-Band und im Temperaturbereich 4–300 K untersucht. Als Funktion der Konzentration x lassen sich 3

Klassen von Mischkristallen unterscheiden:

- (I) $x > \bar{x}$ Superposition der bekannten Mn- und Cu-Spektren.
- (II) $\bar{x} > x > x$ zusätzlich neue, dominierende Resonanz.
- (III) $x > x$ 'Mn'-Linie.

Anisotropie und Temperaturabhängigkeit von g-Faktoren, Linienbreite und Intensität werden diskutiert.

Étude par RMN de composés SnTe dopés avec Mn

B. PERRIN, P. DESCOUTS et F. T. HEDGCOCK¹⁾

(Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève,
32, bd. d'Yvoy, 1211 Genève 4)

Nous avons mesuré le déplacement RMN et la largeur de raie des noyaux ¹¹⁹Sn et ¹²⁵Te, entre 4.2 et 300 K, dans des composés semi-conducteurs SnTe dopés avec du Mn. Pour le composé pur et pour une concentration en Mn de 100 ppm, ce déplacement RMN est indépendant de la température. Avec une concentration de 2% Mn, le déplacement de Sn et Te varie fortement avec la température.

Le composé pur et celui à faible concentration de Mn présentent une largeur de raie qui augmente lorsque la température croît, et semble ainsi être contrôlée par le temps de relaxation spin-réseau T_1 .

¹⁾ Istituto di Scienze Fisiche, Università di Genova, Italia.

Instabilitäten und Phasenübergänge 1. Ordnung des Rubin-Rasers

P. BÖSIGER, E. BRUN und D. MEIER

(Physikinstitut der Universität Zürich)

Wir diskutieren die Instabilitäten eines negativ gepumpten Kernspinsystems mit kooperativer Selbstordnung, das durch ein äusseres resonantes Hochfrequenzfeld gestört wird. Theoretisch und experimentell untersuchen wir die Dynamik der Ordnungsparameter in der Nähe singulärer Punkte. Die quantitative Analyse zeigt das Entstehen von Bistabilitäten und Hysteresiseffekten in diesem nicht-linearen Spinsystem, die auch bei konventionellen Phasenübergängen 1. Ordnung angetroffen werden. Ein pulsierender Raserzustand kann erreicht werden, der eine gewisse Ähnlichkeit mit einer erregten Nervenzelle aufweist.

Müon Spin Rotation in den Antiferromagneten $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ und Cr_2O_3 ¹⁾

K. RÜEGG, W. HOFMANN, W. KÜNDIG und P. F. MEIER

(Physik-Institut der Universität Zürich, Zürich)

Die isostrukturellen (Korund-Struktur) Antiferromagneten $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ und Cr_2O_3 unterscheiden sich im wesentlichen durch die Anordnung der magnetischen Momente auf der rhombohedrischen Achse: $++--$ (Fe_2O_3) und $+--+$ (Cr_2O_3). Die gemessenen lokalen Felder als Funktion der Temperatur folgen näherungsweise der Untergitter-Magnetisierung. Bei tiefen Temperaturen spalten die Signale auf: $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ($T = 100$ K): 15.4 kG/16.5 kG; Cr_2O_3 ($T = 118$ K): 4.9 kG/7.5 kG. In $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ändert das lokale Feld bei der Morin-Temperatur ($T_M = 263$ K, spin flip) um ungefähr einen Faktor $\frac{1}{2}$; das μSR -Signal verschwindet über 500 K infolge Diffusion. Messungen in einem äusseren Magnetfeld zeigen bei $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, dass das Müon zwischen zwei Eisenatomen auf der c -Achse lokalisiert ist, während dieser Ort bei Cr_2O_3 ausgeschlossen wird [1].

LITERATURE

- [1] K. RÜEGG et al., *Hyperfine Interactions* 6, 99 (1979).

¹⁾ Unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds.

Temperature and doping dependences of the muonium states in Si and Ge¹⁾

C. BOEKEMA, A. DENISON, W. KÜNDIG, W. REICHART and K. RÜEGG

(Physik-Institut der Universität Zürich, Zürich)

Muon Spin Rotation experiments on Si [1] and Ge reveal the occurrence of three different muon states (free muon μ^+ , 'normal' muonium Mu, and 'anomalous' muonium Mu^*). The hyperfine coupling constants of the muonium states and their formation probabilities have been measured as a function of temperature and doping. The measurements were performed on various single crystals, oriented with a $\langle 111 \rangle$ -axis along an external field.

Within experimental errors no temperature dependence was found for $A(\text{Mu})$, $A_\perp(\text{Mu}^*)$, and $A_\parallel(\text{Mu}^*)$ in Si and for $A(\text{Mu})$ in Ge. In Si a strong doping dependence of $A(\text{Mu})$ was observed. The coupling constants for Mu^* show only a weak doping dependence. In Ge $A(\text{Mu})$ is weakly doping dependent. Several physical models for the muonium states will be discussed.

REFERENCE

- [1] B. D. PATTERSON et al., *Phys. Rev. Lett.* 40, 1347 (1978), *Helv. Phys. Acta* 51, 442 (1978).

¹⁾ Supported by the Swiss National Science Foundation.

A simple method for measuring the superconducting critical temperature of small ($\geq 10 \mu\text{g}$) samples

RUI F. R. PEREIRA and ERICH MEYER

(Phys. Inst. Fed. Univ. Rio de Janeiro, UFRJ, Bl. A-4 Cidade Universitaria,
Rio de Janeiro, Brasil)

We adapted the mutual inductance bridge of R. J. Soulen et al. (Rev. Sci. Instrum. 44 (1973) 1537) for measuring the T_c of small samples of 10^{-4} – 10^{-5} g. The bridge is built strictly symmetric in not distinguishing between a measuring (low temp.) and a reference (room temp.) mutual inductance, but in working with two identical measuring mutual inductances. They are placed antiparallely in two holes in a Cu support (where also the thermometer is fixed) and the two holes are connected with a slit, so that no eddy currents can be induced in the support. If the sample and the reference samples have T_c 's in excess of 4.2 K, then the apparatus can be built as a probe, which can be introduced directly in a liquid He storage dewar, at variable distance above the liquid He level. This allows the determination of a T_c in about ten minutes. We used the following apparatuses: Lock-in amplifier PAR 24 A, preamplifier PAR 116 (transformer mode) and a helipot of 200 ohm. If the bridge is built strictly symmetric, as we suggest, a decade capacitor is not any more necessary and the balance of the bridge gets much easier (only by the helipot). The mutual inductances (transformers) had a length of 3 mm each, a inner diameter of 1 mm and a outer diameter of 6 mm. The pic-up coils (inner) consisted of 230 and the primary coils (outer) of 1100 spires each and were wound with Cu wire of 0.08 mm diameter. – Work supported by CNPq/FINEP.

Josephson tunneling into a superconducting ferromagnet

Y. KUWASAWA, L. RINDERER and G. BURRI

(Institut de Physique Expérimentale,
Université de Lausanne, CH-1015-Lausanne, Switzerland)

and B. T. MATTHIAS

(Institute for Pure and Applied Physical Sciences, University of California-San Diego,
La Jolla, California, USA and Bell Laboratories, Murray Hill, New Jersey, USA)

Superconductivity has been found in a long range magnetically ordered phase of the re-entrant pseudoternary system $(\text{Er}_{1-x}\text{Ho}_x)\text{Rh}_4\text{B}_4$ in the vicinity of the lower critical temperature T_{c2} . Josephson-like current voltage characteristics could be observed in Nb–Nb/oxide– $(\text{Er}_{0.58}\text{Ho}_{0.42})\text{Rh}_4\text{B}_4$ junctions even in a temperature region below T_{c2} ($\approx 1.8 \sim 1.96$ K), that is within the ferromagnetic phase. The composition and homogeneity of the samples have been carefully checked by Microprobe Analysis Measurements.

Métaux liquides et amorphes, frottement interne

Thermisch aktivierte Peaks in der inneren Reibung metallischer Gläser

H. U. KÜNZI, K. AGYEMAN und H.-J. GÜNTHERODT

(Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel)

Thermisch aktivierte Peaks in der inneren Reibung wurden bei den metallischen Gläsern $\text{Cu}_{50}\text{Zr}_{50}$, $\text{Co}_{35}\text{Y}_{65}$ und $\text{Co}_{35}\text{Dy}_{65}$ beobachtet. Die Peaks sind in Anbetracht der amorphen Struktur relativ schmal und deuten somit auf Prozesse spezifischer Natur hin. Die Grössen der Aktivierungsenergien und der charakteristischen Relaxationszeiten sind vergleichbar mit denjenigen atomarer Punktfehlerrelaxationen in kristallinen Metallen.

UPS/XPS/AES Untersuchungen an metallischen Gläsern

P. OELHAFEN, E. HAUSER und H.-J. GÜNTHERODT

(Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstrasse 82, CH-4056 Basel)

Anhand von Messungen an den metallischen Gläsern $\text{Pd}_{100-x}\text{Si}_x$ ($15 \leq x \leq 21$) und $\text{Cu}_{100-x}\text{Zr}_x$ ($40 \leq x \leq 60$) soll gezeigt werden wie durch Kombination von UPS, XPS und AES umfassende Informationen über die Oberflächeneigenschaften, die Elektronenbandstruktur und die chemische Bindung gewonnen werden können.

Die Präparation sauberer Proben-Oberflächen hat sich als experimentell entscheidender Punkt herausgestellt. Die verschiedenen herkömmlichen Präparationstechniken sowie eine neue Apparatur zur Herstellung metallischer Gläser in situ, im 10^{-11} Torr Bereich, sollen diskutiert werden.

Optische Eigenschaften glasartiger und flüssiger Metalle

K. P. ACKERMANN, M. LIARD und H.-J. GÜNTHERODT

(Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstrasse 82, 4056 Basel)

A. SCHLEGEL und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, 8093 Zürich)

Die optische Reflexion von glasartigen Metallen (Pd-Si , Cu-Zr , Mg-Zn , Gd-Co) und der flüssigen Legierung $\text{Au}_{81}\text{Si}_{19}$ wurde im Energiebereich 0.5 bis 6 eV mit einer selbstgebauten Zweistrahlapparatur gemessen. Bei der glasartigen $\text{Pd}_{81}\text{Si}_{19}$ Legierung wurde der Energiebereich auf 0.03 bis 12 eV ausgedehnt und mit einer Kramers-Kronig-Analyse die komplexe dielektrische Funktion und die optische Leitfähigkeit berechnet. Damit kann der Einfluss des Verlustes der Gitterperiodizität auf die Elektronenstruktur untersucht werden. Die Daten werden mit Intra- und Interbandübergängen erklärt. Die Interbandübergänge sind in guter Uebereinstimmung mit Photoemissionsmessungen. Die Reflexionskurve von

flüssigem $\text{Au}_{81}\text{Si}_{19}$ bei $T = 620^\circ\text{C}$ zeigt einen ähnlichen Verlauf wie im amorphen Zustand: die für reines kristallines Au typische Reflexionskante ist ausgeschmiert.

Optische Eigenschaften amorpher Au-Si Legierungen

E. HAUSER

(Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel)

und J. TUAC

(Brown University, Providence, R.I., USA)

Die optischen Eigenschaften amorpher $\text{Au}_{1-x}\text{Si}_x$ Legierungen wurden im Energiebereich von 0.01 bis 6.2 eV als Funktion der Konzentration ($0.13 \leq x \leq 0.5$) untersucht. Die optische Absorption kann in Intraband- und Interbandübergänge aufgespalten werden. Infolge der sehr kurzen Relaxationszeiten der Leitungselektronen ist der Drudebeitrag in dem hier betrachteten Energiebereich dominierend, und die Energie, bei der Interbandübergänge einsetzen, verschiebt sich mit zunehmender Si-Konzentration zu höheren Werten.

Magnetische Eigenschaften flüssiger und glasartiger Legierungen von Seltenen Erden und Übergangsmetallen

M. MÜLLER und H.-J. GÜNTHERODT

(Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstrasse 82, CH-4056 Basel)

Im flüssigen Zustand ist es möglich, die magnetischen Eigenschaften von reinen Metallen und von Legierungen über den gesamten Konzentrationsbereich zu untersuchen. Diese Informationen verhelfen zu einem besseren Verständnis der metallischen Gläser, welche nur für bestimmte Konzentrationen existieren. Wir diskutieren unter diesem Gesichtspunkt Messungen der magnetischen Suszeptibilität von reinen Seltenen Erden (Gd), von Übergangsmetall-Legierungen (Fe-B) und von Legierungen zwischen Seltenen Erden und Übergangsmetallen (Gd-Co) im flüssigen Zustand. Diese Messungen werden mit Resultaten an metallischen Gläsern verglichen.

Einfluss der $s-f$ Austauschwechselwirkung auf den elektrischen Widerstand von flüssigem Gadolinium

B. DELLEY

(Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel)

und H. BECK

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel, 2000 Neuchâtel)

Bei Zimmertemperatur beträgt der magnetische Widerstandsbeitrag bei Gd ungefähr $100 \mu\Omega \text{ cm}$. In Bornscher Näherung berechnet ist dieser Beitrag

temperaturunabhängig. Die experimentellen Daten legen jedoch nahe, dass magnetische Streuung bei hohen Temperaturen insbesondere im flüssigen Zustand vernachlässigt werden kann. Wir präsentieren Berechnungen des Widerstands mittels der Zimantheorie für den flüssigen Zustand. Aufbauend auf Potentialen, die den $s-f$ Austausch explizit berücksichtigen, wird eine Erweiterung der Zimanformel gegeben. Resultate in verschiedenen Näherungen werden vorgestellt und mit experimentellen Werten, sowie Berechnungen für den festen Zustand verglichen.

Effet de la déformation de mesure sur le frottement intérieur basse fréquence dans l'alliage TiNi équiatomique

B. TIRBONOD

(Laboratoire de Génie Atomique, EPF-Lausanne)

La transformation martensitique se manifeste par d'importants phénomènes de frottement intérieur. Un fort amortissement distingue une phase martensitique d'une phase austénitique. Des premières mesures ont été réalisées sur un échantillon de TiNi équiatomique en fonction de l'amplitude de déformation de mesure ($7 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10^{-4}$) à température constante.

Le frottement intérieur dans les phases martensitiques et austénitiques (fond) augmente pour des déformations de mesure supérieures à $\epsilon = 10^{-5}$ et passe par un maximum dans le domaine de température de transformation. Dans le domaine $\epsilon \leq 10^{-5}$, le fond est attribué au mouvement des dislocations de macles dans la phase martensitique contenue dans l'échantillon. Pour $\epsilon_m > 10^{-5}$, l'augmentation du fond dans la martensite est due à la réorientation des plaquettes de martensite sous l'effet de la contrainte appliquée et dans l'austénite à l'induction de martensite par contrainte. Dans le domaine de température de transformation, le maximum est aussi attribué à l'induction de martensite sous l'effet très sensible de la contrainte ($\epsilon > 10^{-5}$).

Mesures de frottement intérieur sur l'alliage CuZnAl pendant la transformation martensitique

S. KOSHIMIZU, M. MONDINO et W. BENOIT

(Laboratoire de Génie Atomique, EPF-Lausanne)

Les mesures de frottement intérieur, avec différentes amplitudes de vibration et vitesses de chauffage et refroidissement, ont été faites dans l'alliage CuZnAl d'une composition nominale de 17.7% Zn et 7% Al en poids; l'intervalle de température balayé a été de 220 K à 380 K.

Le spectre de frottement intérieur présente un pic relié à la transformation martensitique dont la hauteur dépend de l'amplitude de vibration et ne dépend pas du taux de variation de la température. La même dépendance en fonction de l'amplitude de vibration et du taux de variation de la température est observée dans le domaine martensitique. La diminution et la disparition du pic dues à la décomposition de la phase β ont été observées après des recuits isochrones jusqu'à 573 K.

Mesure du volume d'activation associé aux phénomènes de microfluage

R. SCHALLER et W. BENOIT

(Laboratoire de Génie Atomique, EPF-Lausanne)

Le microfluage qui apparaît dans les expériences de traînage élastique [1] est dû au mouvement des dislocations d'une position d'équilibre e_1 à une autre position d'équilibre e_2 favorisée par l'application de la contrainte. Ce mouvement est réversible. Lorsque la contrainte est relâchée, les dislocations retournent en e_1 . Dans le cadre d'un modèle à n puits, la vitesse moyenne $\dot{u}$ des dislocations est donnée par:

$$\dot{u} = \nu_0 b e^{-\Delta G/kt} [e^{((\sigma b - Ku)/kT)A^*} - e^{-((\sigma b - Ku)/kT)A^*}] \quad (1)$$

où u est le déplacement des dislocations, b le vecteur de Burgers et ν_0 la fréquence d'attaque. ΔG est l'énergie libre d'activation, A^* l'aire d'activation, σ la contrainte appliquée et Ku une force de rappel qui peut être due à la tension de ligne des dislocations.

Deux cas se présentent:

(1) $((\sigma b - Ku)/kT)A^*$ petit: la probabilité de saut en arrière n'est pas négligeable. Ce cas se présente lorsque A^* est petit ou que $\sigma b \cong Ku$ (la dislocation atteint sa nouvelle position d'équilibre).

Alors, l'expression (1) peut s'écrire [2]:

$$B\dot{u} + Ku = \sigma b \quad (2)$$

La déformation anélastique $\epsilon_{an} = \Lambda bu$, avec Λ = densité de dislocations et u solution de (2), vaut alors:

$$\epsilon_{an} = \frac{\Lambda b^2 \sigma}{K} (1 - e^{-t/\tau})$$

avec:

$$\tau = \frac{B}{K} = \frac{kT}{2K\nu_0 b A^*} e^{\Delta G/kT}$$

Le volume d'activation $V^* = bA^*$ apparaît dans le terme pré-exponentiel du temps de relaxation τ , et est pratiquement impossible à mesurer.

(2) $((\sigma b - Ku)/kT)A^*$ grand: soit lorsque $\sigma b \gg Ku$, c'est-à-dire lorsque $u \cong 0$; (cette condition est réalisée au temps initial $t = 0$), soit lorsque A^* est grand, ou encore, lorsque l'aire d'activation au retour est beaucoup plus grande qu'à l'aller [3], (le retour en arrière est négligeable),

Alors, (1) conduit à l'équation du mouvement de la dislocation sous l'application d'une contrainte constante:

$$B'\dot{u} + K'u = \sigma b \quad (3)$$

avec:

$$B' = \frac{\sigma}{\nu_0} e^{(\Delta G - \sigma b A^*)/kT} \quad \text{et} \quad K' = \frac{\sigma b A^* K}{kT}$$

En résolvant (3), on obtient:

$$\epsilon_{an} = \frac{\Lambda b k T}{K A^*} (1 - e^{-t/\tau})$$

où:

$$\tau = \frac{B'}{K'} = \frac{kT}{\nu_0 b A^* K} e^{(\Delta G - \sigma b A^*)/kT}$$

Dans ce cas, le volume d'activation $V^* = b A^*$ peut être déterminé par la méthode du saut de contrainte empruntée au fluage classique [4, 5], mais appliquée ici au temps $t = 0$:

$$V^* = kT \left(\frac{\partial \ln \dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0}{\partial \sigma} \right)_{T, t \rightarrow 0} \quad (4)$$

Conclusion

La méthode classique [4, 5] de mesure des volumes d'activation ne peut être utilisée en microfluage qu'au temps initial $t = 0$ lorsque la force de rappel est faible et dans les cas où le saut en arrière est improbable. Par exemple, la relation (4) n'est plus valable lorsque le microfluage est dû à un mouvement de défauts ponctuels [1], car alors le saut en retour n'est pas négligeable.

REFERENCES

- [1] A. S. NOWICK et B. S. BERRY, *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids*, Academic Press (1972).
- [2] G. FANTOZZI, W. BENOIT, C. ESNOUF et J. PEREZ, *Ann. Phys.* 4, 7 (1979).
- [3] P. STADELMANN, Thèse EPF-Lausanne (1978).
- [4] J. P. POIRIER, *Plasticité à haute température des solides cristallins*, Eyrolles (1976).
- [5] G. SCHOECK, *Phys. Stat. Sol.* 8, 499 (1965).

Mesures de frottement intérieur liées à la présence d'amas de défauts dans l'aluminium pur

F. BAUDRAZ

(Laboratoire de Génie Atomique, EPF-Lausanne)

Un échantillon d'aluminium pur, après avoir subi une déformation cyclique à 80 K et un recuit à 380 K, présente un spectre de frottement intérieur en fonction de la température avec un pic vers 260 K. Ce pic a été attribué à une interaction dislocations – boucles de dislocations (amas de lacunes).

Un échantillon d'aluminium de pureté 99.9999% irradié aux neutrons à 80 K puis écroui à la même température, présente un pic vers 300 K qui n'apparaît pas si l'échantillon n'a subi que l'écrouissage. Ce résultat montre que les amas créés par irradiations provoquent un phénomène de relaxation qui doit être distingué de la relaxation due aux boucles de dislocations créées par déformation cyclique.

Positron annihilation in Fe-Ni metallic glasses

E. CARTIER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zurich)

The 2γ -angular correlation of positrons annihilating in METGLAS® 2826, 2826 A and 2605 (Allied Chemical, Morristown, N.J.) has been measured in the amorphous and crystalline state. For comparison a measurement in pure polycrystalline iron has been performed.

The angular correlation functions of the three glassy alloys are found to be very similar between themselves but different from the one of pure iron. The Fermi momentum and the intensity of the central part of the correlation function are distinctly larger for the alloys. This indicates an increase of the conduction electron density upon alloying. The observed values for the Fermi momentum ($k_F \approx 1.6 \text{ \AA}^{-1}$ in 2605) are in satisfying agreement with the condition $K_p \approx 2k_F$ for enhanced glass forming ability, given by Nagel and Tauc (K_p is the wavenumber of the first peak in the structure factor).

The measurement of the angular correlation functions has been repeated after heating the samples above crystallisation temperature and slowly cooling down to room temperature. The observed differences between the amorphous and the crystalline state are very small. In order to obtain more detailed informations the coincidence counting rate in the peak of the angular correlation function has been measured as a function of temperature during isochronal heating of the samples. Small variations in the peakrate detected in the amorphous phase of METGLAS® 2826 and 2605 indicate structural relaxation in the glassy alloys. The variations during crystallisation are surprisingly small. This shows that no vacancy-like defects exist in the amorphous phase. It also indicates that practically no positron trapping sites are produced during crystallisation. These observations give further evidence that the crystallite model as a possible description of the structure of metallic glasses cannot be confirmed. A more detailed discussion will be published.

Energieverlustmessungen an flüssigen und amorphen Metallen

J. KRIEG und P. OELHAFEN

(Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstrasse 82, CH-4056 Basel)

Messungen von charakteristischen Energieverlusten an flüssigen Metallen, wie z.B. Hg und Ga, sowie an metallischen Gläsern, wie z.B. Cu-Zr und Pd-Si, liefern Information über die Elektronenstruktur des Valenzbandes und der energetisch tieferliegenden Niveaus.

Die Möglichkeit der Charakterisierung von Legierungsoberflächen mit Hilfe von Energieverlustmessungen (ELS) soll am Beispiel von einigen metallischen Gläsern diskutiert werden.

Physique appliquée et autres domaines

Beeinflussung von Fluoreszenz-Abklingzeiten durch Änderung der optischen Umgebung der emittierenden Moleküle

R. E. KUNZ und W. LUKOSZ

(Professur für Optik, ETH Hönggerberg, Zürich)

Die Abklingzeit τ der Fluoreszenz von Molekülen in einer sehr dünnen Schicht muss nach einer Erweiterung der Theorie [1] von den Brechzahlen n_1 und n_2 der an die Schicht angrenzenden Medien 1 und 2 abhängen. Experimente: (1) τ nimmt mit der Brechzahl n_1 des die Schicht tragenden Substrates S_1 ab (in Luft $n_2 = 1$). (2) Wird an eine solche Probe ein Substrat S_2 angenähert, nimmt τ mit der Dicke d des Luftspaltes zwischen $d \approx \lambda/4$ und $d = 0$ (optischer Kontakt) stark ab. Berichtet wird über Messungen an aufgedampften Europium-Chelat-Schichten (Emissionswellenlängen $\lambda \approx 612$ nm, und $\lambda \approx 592$ nm). Beim Experiment 2 erlaubt die Messung der Fluoreszenz-Intensität die Bestimmung von d und die Unterscheidung von elektrischen und magnetischen Dipol-Übergängen.

LITERATUR

- [1] W. LUKOSZ and R. E. KUNZ, Opt. Commun. 20, 195–199 (1977) und J. Opt. Soc. Am. 67, 1607–1615 (1977).

Messung der Richtcharakteristik der Fluoreszenz sehr dünner Schichten zur Bestimmung ihrer Dicke und Brechzahl

R. E. KUNZ und W. LUKOSZ

(Professur für Optik, ETH Hönggerberg, Zürich)

Fluoreszierende Moleküle sind homogen verteilt in einer dünnen Schicht mit der Brechzahl n_0 und der Dicke d_0 auf einem Halbzylinder mit der Brechzahl n_1 in Luft $n_2 = 1$. Eine Messung der Winkelverteilung des Fluoreszenzlichtes erlaubt (1) zu entscheiden, ob ein elektrischer oder magnetischer Dipolübergang (oder eine Mischung) vorliegt, und (2) die Parameter n_0 und d_0 auch für sehr dünne Schichten ($n_0 d_0 < \lambda/10$) zu bestimmen. Messungen an aufgedampften Europium-Chelat-Schichten (Ausgangssubstanz: $\text{Eu}(\text{BTF})_4\text{HPyrr}$) ergaben: $n_0 = 1.57$ bei $d_0 = 28$ nm, ferner dass die Emission bei $\lambda \approx 612$ nm einem elektrischen Dipolübergang mit isotroper Verteilung der Übergangsmomente entspricht. Die Aussagen basieren auf einer theoretischen Berechnung der Richtcharakteristik eines Dipols in der Schicht (n_0) zwischen zwei Halbräumen mit den Brechzahlen n_1 und n_2 .

Die Möglichkeiten eines einfachen Pulsfluorometers

J. RICKA

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern)

Viele Methoden der gepulsten Fluorometrie basieren auf der Beobachtung des Abklingens mit einem schnellen Photomultiplier. Die publizierten, so durchgeführten Messungen beschränken sich auf Beobachtungen über ca 1 Dekade. Ein Grund dafür dürfte das als störend empfundene Ueberschwingen des PM-Pulses sein. Dieses Ueberschwingen ist schwer zu eliminieren. Es wird gezeigt, dass es die Linearität der Methode nicht beeinträchtigt und dass sich mit einer aus einem Photomultiplier 56 AVP und einem Boxcar-Averager bestehenden Apparatur ein dynamischer Bereich von 2.5 Dekaden erreichen lässt.

Moiré-Interferometrie

F. HEINIGER und T. TSCHUDI

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern)

Mittels der heute bekannten Moirétechniken können u.a. Tiefenkonturierung, Deformations- und Vibrationsanalysen berührungslos durchgeführt werden. Anhand von Untersuchungen an mechanischen und biologischen Objekten wird gezeigt, dass mit Moirémethoden Formänderungen auch an diffus und schwach streuenden Objekten mit Auflösungen bis zu einigen um gemessen werden können. Die maximale Auflösung wird im wesentlichen bedingt durch die optische Beschaffenheit der Objektoberfläche.

Kohärent optische Korrelatoren in der Informationsverarbeitung

T. TSCHUDI, F. LAERI und B. SCHNEEBERGER

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern)

An Beispielen industrieller Anwendungen des kohärent optischen Korrelators zur Qualitäts- und Formkontrolle von Objekten im Durchlicht konnten wir zeigen, dass Formfehler in der Grössenordnung von einigen μm (bzw. weniger als 1% der Objektmasse) detektiert werden können. Bei der Korrelation diffus streuender Objekte treten jedoch inforlge unregelmässiger Oberflächenstrukturen Rauschprobleme auf, welche mit einfacher Filtertechnik nicht gelöst werden können. Zur Problemlösung bietet sich die Möglichkeit der inkohärenten Objektbeleuchtung mit anschliessender kohärenter Verarbeitung an. Dazu sind inkohärent-kohärent Bildwandler notwendig. Vor- und Nachteile solcher Hybrid-systeme im Vergleich mit inkohärenten Korrelatoren werden anhand eines neuen inkohärent-kohärent Bildwandlers diskutiert.

Inkohärent-kohärent Bildwandler

B. SCHNEEBERGER, F. LAERI und T. TSCHUDI
(Institut für angewandte Physik, Universität Bern)

Es wird ein optisches Bildwandlerelement vorgestellt, welches ein inkohärentes Lichtsignal in ein kohärentes umwandelt. Das einfallende inkohärente Signal moduliert entsprechend seiner Intensität die Oberflächenspannung und damit die Dicke eines Oelfilmes. Dieses Dickenrelief dient als Phasenmuster für den kohärenten Auslesestrahl. Vorläufige Resultate zeigen eine mit photographischen Schichten vergleichbare Empfindlichkeit. Auflösung und Bildrepetitionstraten sind vergleichbar mit den handelsüblichen Eidophorsystemen.

Möglichkeiten und Grenzen eines räumlichen Phasenmodulators nach dem Prinzip der modulierbaren Flüssigkeitsschicht

F. LAERI, B. SCHNEEBERGER und T. TSCHUDI
(Institut für angewandte Physik, Universität Bern)

Grenzen und Möglichkeiten eines Bildwandlerelementes, bei welchem ein einfallendes Lichtsignal entsprechend seiner Intensität die Oberflächenspannung und damit die Dicke eines Flüssigkeitsfilmes moduliert, werden anhand der Wärmeleitgleichungen diskutiert. Empfindlichkeit, Auflösung und Speicherzeiten können durch die Wahl der Schicht- und Trägermaterialien, sowie durch Rasterung variiert werden.

Vorläufige Resultate zeigen eine hohe Empfindlichkeit über den Wellenlängenbereich vom UV bis ins ferne IR. Auflösungen von 500×500 Bildpunkten wurden realisiert.

Resonance-Raman scattering and conformation of membrane-active biomolecules

Z. IQBAL (a)¹ E. WEIDEKAMM (b) and O. ROMERO (c)
(FB Physik (a) and Biologie (b), Univ. Konstanz, BRD
LS Tierphysiologie (c), Univ. Bochum, BRD)

Abstract. Resonance-Raman scattering involving vibrations coupled to the polyene C=C stretching mode is shown to determine the conformation of the active segment of biomembrane molecules nystatin and rhodopsin.

Nystatin is an antibiotic which forms channels in lipid bilayers in the presence of cholesterol, while rhodopsin is a protein (present in certain bacterial membranes and in the retinal rod cell membrane in the eye of vertebrates and

¹) Alexander von Humboldt Fellow, now at Institute of Inorganic Chemistry, University of Zurich, 8057 Zurich.

invertebrates) that is involved in photon energy transfer in purple-bacteria and visual transduction in animals. The chromophore segment of both molecules involves a polyene chain. Conformationally important differences are: the presence of C=O groups and a break in the polyene chain in nystatin, and two $-\text{CH}_3$ groups attached to the polyene chain in rhodopsin.

The Raman spectra of nystatin in two environments and that of rhodopsin from bacteria, squid (invertebrate) and vertebrates under different flow conditions, are shown schematically in Fig. 1. As can be seen the spectra show similar features in the C=C, C—C and C—H bend regions. It must be pointed out that the C=C mode is the vibration that is modulated by the low-lying polyene excited state mediating the resonance-Raman process. The remaining lines are resonance-enhanced due to coupling of the C=C with other mode symmetry coordinates. In nystatin the strong line at 1610 cm^{-1} can be identified as being due to the C=O stretching mode, thus implying strong coupling of the C=O with the polyene C=C mode. This can occur when the C=O segment of the nystatin molecule is aligned approximately parallel to the trans-polyene segment of the molecule. Molecular models [1] show that this is possible via a twisting of the molecule at the break in the polyene chain. In Fig. 1 we see that the relative intensity of the C=O with respect to the C=C peak drops as one goes to a biomembrane environment containing cholesterol. This result suggests that in the biomembrane environment the molecule assumes a 'pancake' conformation in which the C=O segment is aligned perpendicular to the polyene segment. Such a conformation is also necessary for nystatin to form cylindrical membrane channels in association

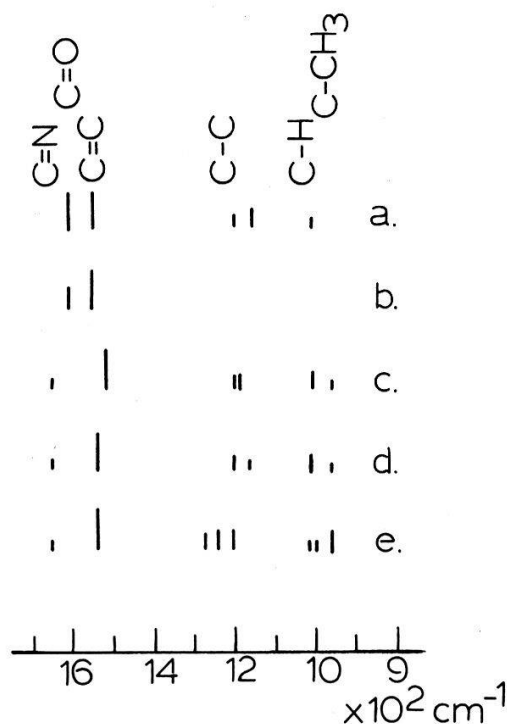


Figure 1

Schematic Raman spectra of: (a) solid nystatin, (b) nystatin in lipid multilayer containing cholesterol, (c) bacterial rhodopsin in aqueous suspension (sample flow), (d) squid rhodopsin in aqueous suspension (without sample flow), (e) vertebrate rhodopsin taken from ref. 3 (sample flow). Spectra a, b and d were excited with 10 mW of 457.9 nm, while spectra c and e were excited with ca. 10–20 mW of 514.5 nm laser radiation.

with cholesterol. In the different rhodopsins, lines occur below 1000 cm^{-1} , which by analogy with nystatin can be assigned to largely C-CH₃ stretching modes. In bacterial rhodopsin in which the polyene chain is trans, the line below 1000 cm^{-1} is weaker relative to the line above 1000 cm^{-1} . This is consistent with a chromophore conformation in which the C-CH₃ are nearly orthogonal to the polyene chain direction. A similar situation occurs in the squid rhodopsin steady-state spectrum – which also contains photoexcited metarhodopsin [2]. However, a flow-spectrum of vertebrate rhodopsin shows a stronger C-CH₃ line, indicating that in the dark-adapted state of animal rhodopsin a bent or cis conformation is likely in which one of the -CH₃ groups can be aligned along a polyene segment.

REFERENCES

- [1] Z. IQBAL and E. WEIDEKAMM, *Biochim. Biophys. Acta*, 555, 426 (1979).
- [2] M. SULKES, A. LEWIS, A. T. LEMLEY and R. COOKINGHAM, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 73, 4266 (1976).
- [3] R. MATHIES, A. R. OSEROFF and L. STRYER, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 73, 1 (1976).

Identification in situ de fluides physiologiques humains par mesure des temps de relaxation

P. MAGNIN, B. BORCARD, E. HILTBRAND et G. BÉNÉ

(Département de Physique de la Matière Condensée, Ecole de Physique,
24, Quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4)

Résumé. L'indentification in situ de fluides physiologiques humains, ou de fluides ingérés, suppose que, du signal de précession reçu, puisse être discriminé celui du fluide concerné de celui des autres fluides physiologiques présents. Cette opération est réalisée automatiquement à l'aide du calculateur de table, HP 9845A; elle a permis, par exemple, de distinguer le signal de l'urine dans la vessie de celui des autres fluides ou tissus du bas-abdomen.

Abstract. For the in situ identification of human physiological fluids (or drunk fluids) it is necessary to distinguish the signal of the investigated fluid from that of other present tissues. A method has been devised by means of which such a discrimination is automatically done by a computer (HP 9845A). The method has been applied to the study of urine in the bladder.

La précession libre dans le champ terrestre, après prépolarisation [1] des protons de fluides physiologiques est une technique particulièrement simple pour déterminer les temps de relaxation en champ faible et plus particulièrement T_2 dans le champ terrestre.

Dans la mesure où il est possible de discriminer ces fluides des tissus environnants, cette méthode peut être employée in situ par simple application de la bobine (qui sert aussi bien à la prépolarisation qu'à la détection du signal) contre la partie correspondante du corps de la personne examinée.

Nous ne rappelons pas les conditions expérimentales décrites ailleurs [2]. Notons simplement que les exponentielles composant le signal de précession observées peuvent être discriminées:

- soit graphiquement, en utilisant une représentation semi logarithmique [3]
- soit directement par l'ordinateur de table HP 9845A.

Trois groupes de mesures ont été faites pour vérifier les possibilités de cette technique:

- (1) la bobine est appliquée contre la face antérieure du thorax, dans la région cardiaque. On observe la superposition de deux exponentielles

$T_2 = 150$ ms: sang dans le coeur et les gros vaisseaux voisins,

$T_2 = 30$ ms: tissus mous.

- (2) la bobine est appliquée contre l'estomac, après ingestion d'environ 35 cl d'eau. La courbe observée peut être résolue en 3 exponentielles (Fig. 1)

T_2 eau ingérée: 2.50 sec.

T_2 fluides de la région stomacale (observés également, le sujet étant à jeun): 0.31 et 0.10 seconde.

- (3) la bobine est appliquée contre la face antérieure du bas abdomen, la vessie contenant de l'urine. On détermine encore 3 exponentielles

$T_2 = 2.17$ sec. urine

$T_2 = 0.28$ et 0.11 seconde.

Exp 1 $T_2 = 2.50$ sec

Exp 2 $T_2 = .310$ sec

Exp 3 $T_2 = .102$ sec

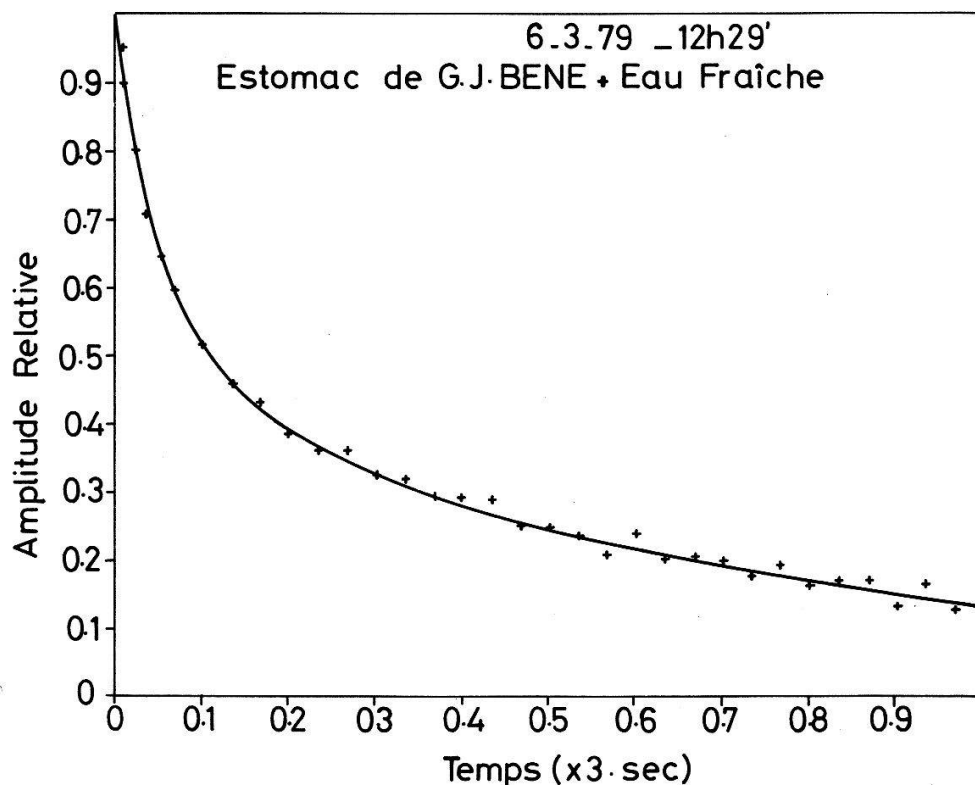


Figure 1

La lère valeur est confirmée par une mesure in vitro, immédiatement après miction.

Les deux autres sont encore observées lorsque la vessie est vide.

Ces mesures in situ peuvent également être faites pour d'autres fluides physiologiques, sains ou pathologiques: leur intérêt diagnostique est évident.

RÉFÉRENCES

- [1] M. PACKARD et R. VARIAN, Phys. Rev. 93, 941 (1954).
- [2] G. BÉNÉ, E. HILTBRAND, B. BORCARD et P. MAGNIN, autre communication à cette même réunion de la SSP.
- [3] B. BORCARD, E. HILTBRAND, P. MAGNIN et G. BÉNÉ, C. R. Acad. Sc. Paris, 288B, 41 (1979).

Étude de phénomènes biologiques dynamiques par relaxation nucléaire dans le champ terrestre

G. BÉNÉ, E. HILTBRAND, B. BORCARD et P. MAGNIN

(Département de Physique de la Matière Condensée, Section de Physique,
24, Quai E. Ansermet, 1211 Genève 4, Suisse)

Résumé. La rapidité avec laquelle peut être déterminé le temps de relaxation T_2 d'un fluide biologique ou d'un fluide susceptible d'être ingéré, in vitro ou in situ, permet de suivre l'évolution de ce fluide. On peut ainsi par exemple, suivre

- in vitro la coagulation du lait
- in situ l'élévation de température dans l'estomac d'un fluide ingéré.

Abstract. The short time necessary to determine T_2 of a fluid by the HP 9845A computer makes it possible to follow the evolution of such a fluid. We can follow:

- in vitro: the coagulation of the milk
- in situ: the increase of the temperature in the stomach of drunken cold water.

1. Introduction

On a montré, dans des publications antérieures [1], la possibilité d'identifier in situ ou in vitro des fluides physiologiques par mesure du temps de relaxation T_2 des protons de l'eau de ces fluides, dans le champ magnétique terrestre. Notre technique permet soit manuellement, soit à l'aide d'un ordinateur de table HP 9845A de mesurer la constante de temps correspondant au fluide en question et, le cas échéant, de la discriminer de celles d'autres fluides ou de tissus éventuellement présents. Le temps d'acquisition et d'exploitation des données étant compris entre 1 et 3 minutes, il s'est avéré possible de faire des mesures successives de T_2 sur un système en cours d'évolution.

2. Conditions expérimentales

On utilise le dispositif classique [2] de précession libre des protons dans le champ terrestre après prépolarisation à 50 ou 100 oersteds. Le champ terrestre

dans le site choisi (Station de Jussy, CH-Genève) étant très homogène et très stable (10^{-6} sur le volume de l'échantillon et la durée d'une mesure), nous avons vérifié que la décroissance du signal observé permettait d'obtenir directement la ou les valeurs de T_2 des protons de l'échantillon dans la zone $50 \text{ ms} < T_2 < 3$ secondes.

La bobine, génératrice du champ polarisant et réceptrice de l'induction nucléaire envoie le signal sur un enregistreur après accumulation possible de signaux ou sur l'ordinateur qui calcule directement l'amplitude relative et la constante de temps de la ou des exponentielles présentes dans le signal.

Pour illustrer cette possibilité de mesures dynamiques, nous choisissons deux exemples pris dans des domaines très différents.

3. Coagulation de lait frais écrémé, homogénéisé et pasteurisé à 60°C , par de la présure commerciale

L'échantillon de lait à 30°C est placé dans la bobine et, dès l'addition de la présure, une mesure est faite toutes les 2 ou 3 minutes. Dans ce cas, l'ordinateur calcule la constante de temps T_2^* de l'exponentielle la plus proche de la courbe de décroissance du signal.

La Fig. 1 montre l'évolution de ce T_2^* moyen au cours de la coagulation. On

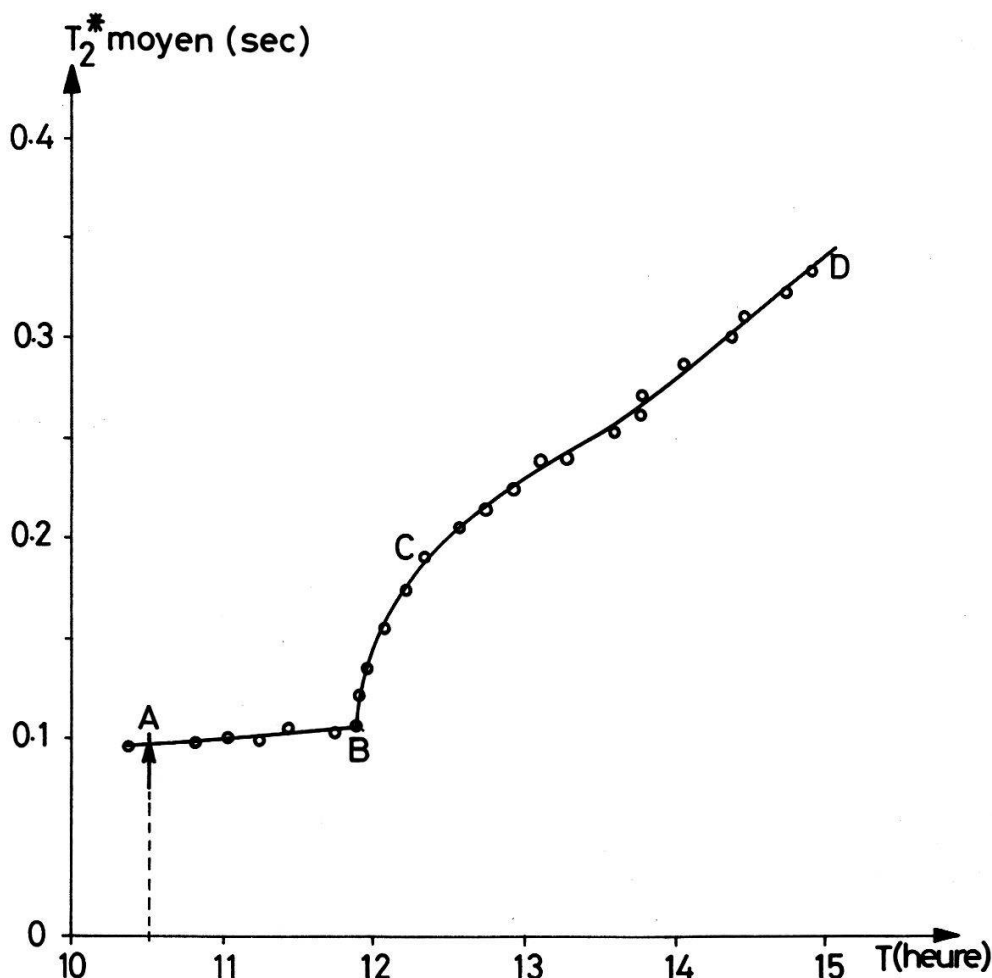


Figure 1
Lait frais écrémé, à 10 h 30', ajouté présure à 35°C . (Point A).

distingue nettement les 3 phases du phénomène:

- phase d'emprésurage (A-B) pendant laquelle le temps T_2 varie très peu,
- phase de coagulation (B-C) pendant laquelle T_2^* croît fortement
- phase de durcissement du caillé (C-D) pendant laquelle T_2^* croît moins vite que pendant la phase précédente.

Une mesure plus précise de T_2 pendant la lère phase, tout comme la discrimination des exponentielles, dont la superposition constitue le signal dans les 2 autres phases permet une interprétation de la grandeur des temps de relaxation mesurés. Ce travail sera publié ultérieurement.

Notons simplement que l'allure générale de la courbe a déjà été observée qualitativement, soit par l'emploi du thromboélastographe [3], soit par mesure de la lumière absorbée par le milieu [4].

4. Processus dynamiques in situ – réchauffement d'eau froide dans l'estomac

L'étude du processus dynamique concernant des fluides physiologiques présente un grand intérêt aussi bien biologique que diagnostique. Les possibilités du magnétisme nucléaire, par les grandeurs directement liées aux temps de corrélation qu'il est susceptible de déterminer, méritent donc d'être explorées in situ.

A titre d'expérience préliminaire, nous avons suivi l'évolution du T_2 des protons de l'eau naturelle, immédiatement après son ingestion, cette dernière étant faite à une température notablement plus basse que celle du corps. Il est évident que, dans ce cas très simple, c'est surtout le réchauffement de l'eau qui est à l'origine de la variation de T_2 . La bobine est appliquée directement contre la partie antérieure du thorax, au niveau de l'estomac. Trois groupes de mesures de T_2 ont été faites:

- (1) mesure dans la région stomacale, le sujet étant à jeun depuis plus de 6 heures: on a trouvé deux valeurs: 0.31 et 0.10 seconde
- (2) mesure dans l'eau naturelle utilisée soit à la température à laquelle elle a été ingérée, soit à 37°C, température d'équilibre à l'intérieur du corps.
- (3) mesures dans la région stomacale dans les minutes suivant l'ingestion, avec discrimination des exponentielles superposées (eau et milieu stomacal en l'absence d'eau) [5].

L'ensemble des résultats obtenus résulte de deux groupes de mesures avec température initiale de l'eau, 10°C ($T_2 \cong 1.5$ sec) ou 20°C ($T_2 \cong 1.8$ sec). Il est donné sur la Fig. 2, suffisamment explicite par elle-même: dans les 2 cas, T_2 croît de plus en plus lentement en direction d'une asymptote qui correspond au T_2 de cette eau à 37°C.

L'application de cette technique aux fluides physiologiques humains par exemple (sang, liquide pleural, bile...) susceptibles d'évoluer au cours d'un traitement peut donner au praticien un outil non invasif, de maniement simple et rapide et sensible à la composition et à la viscosité du fluide considéré.

Le dispositif est en cours de modification pour permettre toutes ces mesures dans un local urbain normal et non plus seulement dans une station

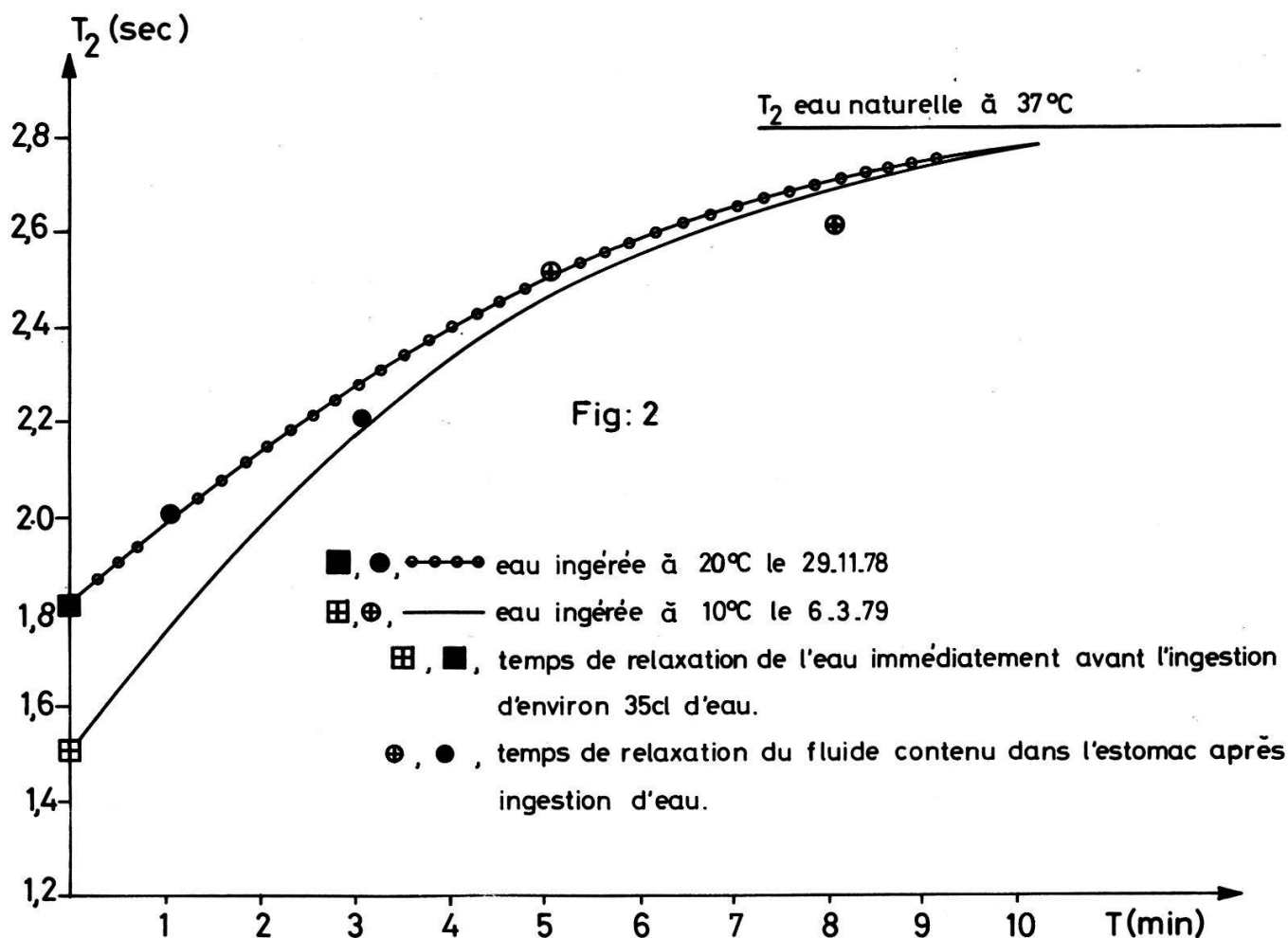


Figure 2

exceptionnellement favorable – notamment par l'emploi d'échos de spins dans le champ magnétique terrestre [6].

Les auteurs remercient M. Bouty, professeur à l'Ecole Nationale laitière de la Roche s/ Foron, 74-France, pour son aimable coopération.

RÉFÉRENCES

- [1] G. BÉNÉ, B. BORCARD, E. HILTBRAND, P. MAGNIN et R. SECHEHAYE, C. R. Acad. Sc. Paris, B-284, 141-143 (1977), B. BORCARD, E. HILTBRAND, P. MAGNIN et G. BÉNÉ, C. R. Acad. Sc. Paris, B-288, 41-43 (1979).
- [2] M. PACKARD et R. VARIAN, Phys. Rev. 93, 941 (1954).
- [3] J. JACQUET et MELLE MARCAIS, C. R. Acad. Agric. France, 50, 1272-1280 (1964), R. FRENTZ et MELLE DREUILHE, Le Lait, 448, 489-508 (1965).
- [4] C. D. BUTKUS, G. V. BERNATONIS et R. C. BUTKUS, XX Intern. Dairy Congress, 416-418 (1978).
- [5] P. MAGNIN, B. BORCARD, E. HILTBRAND et G. BÉNÉ, autre communication à cette même réunion de la SSP.
- [6] J. G. POWLES and D. CUTLER, Nature (London), 180, 1344-1345 (1957).

Reflector drums as control mechanism for compact thermionic space craft reactor with U-233 as fuel

S. ŞAHİN

(Laboratoire de génie atomique, EPF-Lausanne)

A. ERIŞEN and S. SELVI

(Ege Üniversitesi, Bornova-Izmir, Turkey)

and Ş. YALÇIN

(Hava Eğitim Komutanlığı, Izmir, Turkey)

The extreme compactness of thermionic reactors with U-233 as nuclear fuel for space craft application permits one to use boronated reflector drums as a control mechanism. This leads to the reduction of the radiation shield diameter compared with that needed for control through movable reflector segments.

The study treats: (1) a $\text{ZrH}_{1.7}$ moderated reactor with a constant ratio of moderator to fuel and (2) a beryllium moderated reactor with variable ratio of moderator to fuel, but with a spatially quasi-constant emitter heating.

Limited protection against enhanced radiation warhead

S. ŞAHİN

(Laboratoire de génie atomique, EPF-Lausanne)

A. ERIŞEN and S. SELVI

(Ege Üniversitesi, Bornova-Izmir, Turkey)

and Ş. YALÇIN

(Hava Eğitim Komutanlığı, Izmir, Turkey)

To evaluate an enhanced radiation protection for the tank crew against the neutron bomb, we first have analysed the propagation of the 14.1 MeV neutron in the air in S_8 approximation.

Three new tank wall proposals for enhanced radiation protection have been discussed in S_4 approximation, biological dose response and threshold detector reactions have been investigated.

The best protection for the tank crew against the neutron bomb radiation has been achieved by covering the internal tank wall with a boronated polyethylene layer. However the radiation damage through the neutron bomb cannot be degraded to the radiation damage level by a standard nuclear bomb of comparable energy release.

Numerische Simulation einer Ionenquelle für Gasmassenspektrometer

H. BAUR und P. SIGNER

(Institut für Kristallographie & Petrographie ETH-Z, Sonneggstr. 5, 8092 Zürich)

Geometrische Varianten einer magnetfeldfreien, rotationssymmetrischen Elektronenstoss-Ionenquelle wurden in Bezug auf Transmission und Linearität untersucht. Dazu wurde die Bewegung der Elektronen und der Ionen unter dem Einfluss der Raumladung numerisch simuliert. Eine Version der Quelle, für welche auf Grund der Simulation eine hohe, wenig vom Ionenstrom abhängige Transmission erwartet werden konnte, wurde praktisch erprobt. Die dabei am Auffänger eines Massenspektrometers gemessene Empfindlichkeit beträgt 7.5×10^{-6} A/Pa Argon bei 250 μ A Emission und sinkt um etwa 1.5% bei einer Erhöhung des Druckes von 3.3×10^{-7} Pa auf 6.6×10^{-5} Pa. Diese Empfindlichkeit entspricht einer gesamten Transmission der Quelle und des Spektrometers von ca. 75%.

Berechnungen zum elektrischen Feldverlauf im lasererzeugten Plasma

P. LÄDRACH, T. P. DONALDSON und J. BALMER

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern)

Ausgehend von den Maxwell'schen Gleichungen und dem verallgemeinerten Ohm'schen Gesetz, wird der Verlauf des elektrischen Feldes eines Laserpulses im inhomogenen Plasma numerisch berechnet. Dabei zeigt sich, dass die Wahl der geeigneten physikalischen Anfangsbedingungen eine wesentliche Rolle spielt. Die Abhängigkeit des Feldverlaufes von verschiedenen Parametern wie Dichtegradient, Elektronentemperatur, Polarisation und Einfallswinkel des Laserlichts wird diskutiert. Ein Vergleich mit experimentellen Ergebnissen liefert einen Beschleunigungsmechanismus für die ultraschnellen Ionen in der Region der kritischen Dichte.

Experimentelle Ergebnisse zur Wechselwirkung von kurzen Nd:YAG-Laserpulsen mit Plasmen

P. SCHWARZENBACH, T. P. DONALDSON und J. BALMER

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern)

Fokussierung von kurzen Nd-Laserpulsen (35 psec, 1.06 μ m) auf ebene Plexiglas-Substrate führt zu einer eindimensionalen Expansion des erzeugten Plasmas. Die Skalierungsgesetze von Temperatur und Reflektivität lassen sich daher mit einem relativ einfachen hydrodynamischen Modell beschreiben. Es zeigt sich, dass die Expansion oberhalb eines kritischen Wertes der Pulsdauer ($\tau_{pc} \approx 200$ psec) einen quasistationären Zustand erreicht. Damit lässt sich die Diskrepanz der Resultate Verschiedener Laboratorien zum Teil erklären.

Dépendance radiale de la distribution d'énergie des électrons dans les plasmas de gaz moléculaires

S. BOURQUARD, P. KOCIAN et J.-M. MAYOR

(Laboratoire de Physique Appliquée, Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne)

La dépendance radiale de toutes les grandeurs caractéristiques des plasmas de décharge dans un tube cylindrique influence les collisions inélastiques des électrons avec les autres espèces, et modifient ainsi la distribution d'énergie des électrons (DEE). Nous avons mesuré le profil radial de la DEE dans les décharges d'azote et d'oxygène en fonction de la pression et du courant. Nous déduisons de ces résultats certaines conclusions sur les réactions plasmachimiques dans la section de la décharge.

A digitally controlled scanning microprobe for protons and heavy ions

G. BONANI, M. SUTER, H. JUNG, CH. STOLLER, M. STÖCKLI and W. WÖFLI

(Laboratorium für Kernphysik, Eidg. Techn. Hochschule, CH-8093 Zürich)

A microprobe facility has been installed at the ETH-EN Tandem accelerator which is capable to focus protons and heavy ions with a mass-energy product $P \leq 70 \text{ amu} \cdot \text{MeV}/q^2$ (q = charge state) to a spot size of $10\text{--}30 \mu\text{m}^2$. By means of a digitally controlled electrostatic scanning system a proton beam of 3 MeV can be deflected in computer controlled patterns over a target area of $1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$. The system can be used either for highly sensitive trace element analysis (PIXE) or for the deep implantation of heavy ions. The performance of the computer controlled scanning system is illustrated by a few examples.

Myonische Röntgenintensitäten in Phosphor- und Selenmodifikationen

T. DUBLER, K. KÄSER, B. ROBERT-TISSOT, L. A. SCHALLER,
L. SCHELLENBERG und H. SCHNEUWLY

(Institut de Physique de l'Université, 1700 Fribourg)

Messungen am SIN an allotropen Modifikationen von Phosphor (weiss, schwarz und rot) und an Selen (schwarz und rot) haben ergeben, dass die myonischen Roentgenintensitäten eines in der Atomhülle kaskadierenden Myons von der strukturellen Umgebung des Atoms abhängen. Die Intensitätsverhältnisse der K -Serie zwischen amorphen und kristallinen Modifikationen gleicher Elemente sind schwach abnehmend mit steigendem Ausgangsniveau n und können z.B. im Phosphor wie folgt dargestellt werden:

$$\left. \frac{I(np \rightarrow 1s)}{I(2p \rightarrow 1s)} \right|_{\text{weiss}} : \left. \frac{I(np \rightarrow 1s)}{I(2p \rightarrow 1s)} \right|_{\text{schwarz}} = 1 - m \cdot (n - 2) =$$

$$= (1.000 \pm 0.004) - (27.9 \pm 1.9) \cdot 10^{-3} \cdot (n - 2)$$

In den Modifikationen des Selens wurde ein Struktureffekt in der K-Serie von gleicher Grössenordnung gefunden ($m = (44 \pm 14) \cdot 10^{-3}$). Die zwei kristallinen Modifikationen des Phosphors dagegen weisen innerhalb der Messgenauigkeit konstante Intensitätsverhältnisse auf.

Kernmagnetische Relaxation von ^{83}Kr im Krypton Gas

D. BRINKMANN und D. KUHN

(Physik-Institut, Universität Zürich)

Mit der Kernresonanzmethode können zwischenatomare Wechselwirkungen untersucht werden, die beim Zusammenstoss zweier Edelgasatome zu einer Deformation der Elektronenhülle führen. Früher von uns ausgeführte Messungen am Xenon führten zu Ergebnissen, deren Uebereinstimmung mit theoretischen Berechnungen als zufällig angesehen wurde. Wir haben deshalb die Untersuchungen auf Krypton ausgedehnt. Die Spin-Gitter Relaxationszeit T_1 von ^{83}Kr in natürlichem Kryptongas wurde in Funktion der Dichte ρ (in Amagat) gemessen: $1/T_1 = 2.1 \cdot 10^{-3} \rho$. Wir haben die Theorien von Staub, der nur Van-der-Waals-Wechselwirkungen berücksichtigt, und Adrian, der auch Austauscheffekte einschliesst und detaillierte statistische Mittelungen ausführt, auf den Fall des Krypton übertragen. Nach Staub erhalten wir $1/T_1 = 2.5 \cdot 10^{-3} \rho$ und nach Adrian $1/T_1 = 5.9 \cdot 10^{-3} \rho$. Die Bedeutung dieser Ergebnisse wird diskutiert.

Émissions acoustiques en régime de flexion

D. G. MAEDER, B. I. SANDERSON et MME A. SILLOU

(Univ. de Genève)

Pour étudier les sources d'émissions acoustiques (E.A.), il faut une grande sensibilité de détection sur une large plage de fréquence. Les émissions acoustiques sont produites habituellement en traction [1]; pour diminuer les bruits provenant des points de fixation de l'éprouvette, nous avons opté pour un système à flexion où les transducteurs, placés aux extrémités de l'échantillon, ne répondent que faiblement aux éventuels bruits du vérin de charge (Fig. 1). Notre premier but fut la démonstration des possibilités d'un tel dispositif pour détecter les E.A. de différents matériaux étudiés en traction, et pour examiner les caractéristiques des émissions 'continues' et/ou 'bursts', termes ambigus [2], [3], [4].

Les éprouvettes (barres rectangulaires de, par exemple, $3 \times 12 \times 100$ mm) reposent sur deux cylindres dont l'un contient une cellule de charge piézorésistive; au centre le déplacement du vérin est mesuré par un potentiomètre. Les signaux de sortie des chaînes d'amplification sont analysés et stockés sur cassette au moyen d'un terminal graphique (Tektronix 4051, 32 kbytes de mémoire). La tension efficace d'une des sorties est enregistrée simultanément sur bande de papier. La calibration en énergie des discriminateurs s'effectue au moyen d'impulsions de test appliquées au transducteur fixé à la extrémité opposée de l'éprouvette. Une impulsion initialement courte s'étale (Fig. 2a) en cours de

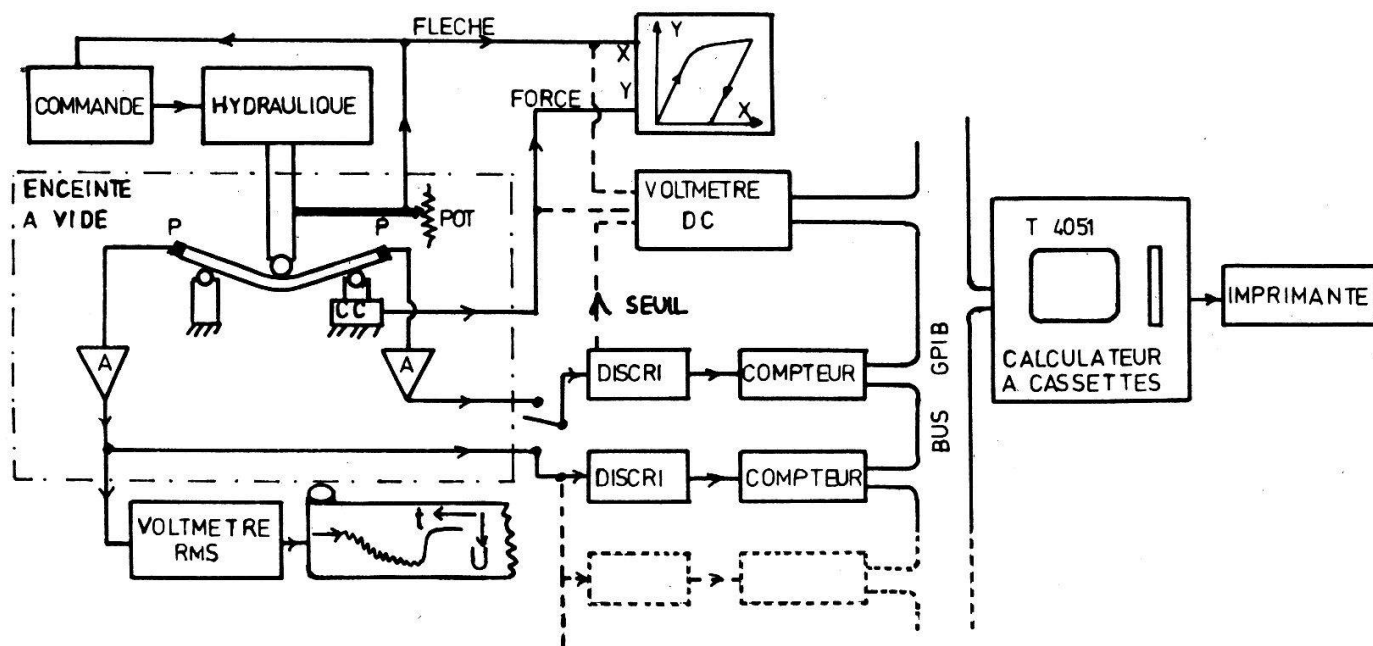


Figure 1

Schéma bloc de l'appareillage: A amplificateur 83 dB+filtre passe-bande, CC cellule de charge (Reimann U2/50 kg), P capteur piézocéramique (Philips PXE5), POT capteur de position (BOURNS 5184, course 25.4 mm); vitesse variable par commande entre 0.3 et 90 mm/min.

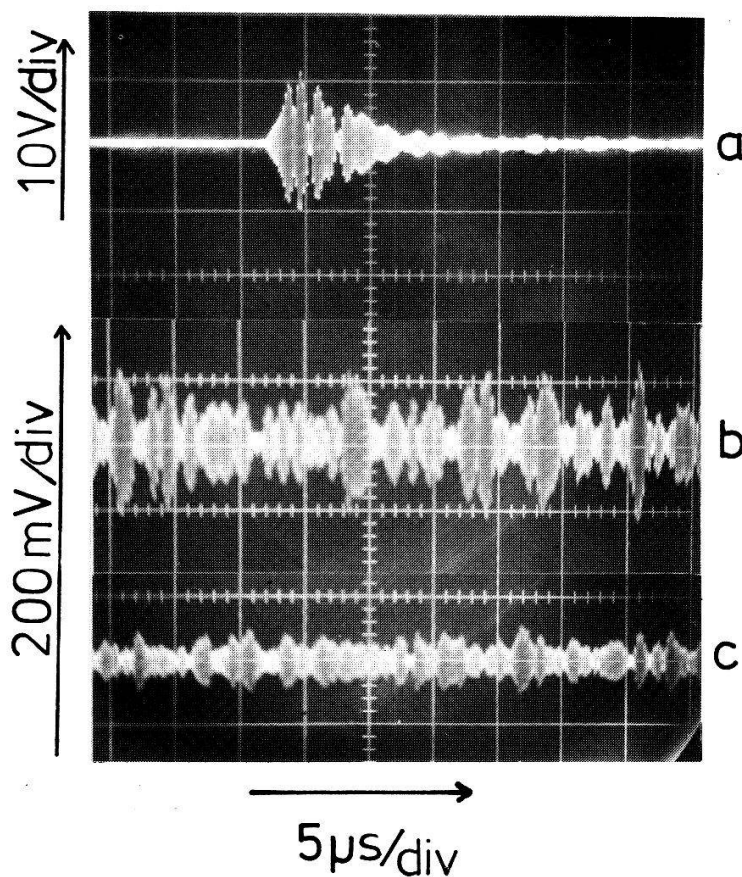


Figure 2

Sortie de l'ensemble amplificateur-filtre: (a) impulsion de test (100 ns, 10^{-13} Joule), (b) EA dans le PERALUMAN, (c) bruit de fond.

propagation (couplage entre différents modes de vibration) sur une durée d'environ $10\ \mu\text{s}$, limite de résolution d'éventuels 'microbursts' sur un fond d'émissions 'continues'. La comparaison des Figs. 2a, 2c, situe la limite de détection d'un événement individuel vers $10^{-17}\ \text{J}$ pour une bande de 1 MHz.

Une première série de mesures fut faite avec des capteurs à 5 MHz sur plusieurs matériaux (aluminium, laiton). La Fig. 3 donne un aperçu des différents comportements observés dans quelques alliages d'aluminium. Alors que A ne donne aucune émission acoustique décelable à cette vitesse de déformation, C et surtout D produisent des 'bursts' évidents. Le PERALUMAN (B) manifeste un énorme taux d'émissions (Fig. 2b), ce qui a motivé des mesures complémentaires en variant la vitesse de déformation, les seuils de discrimination, les durées de comptage, ou encore les fréquences de résonance des capteurs. En réduisant les

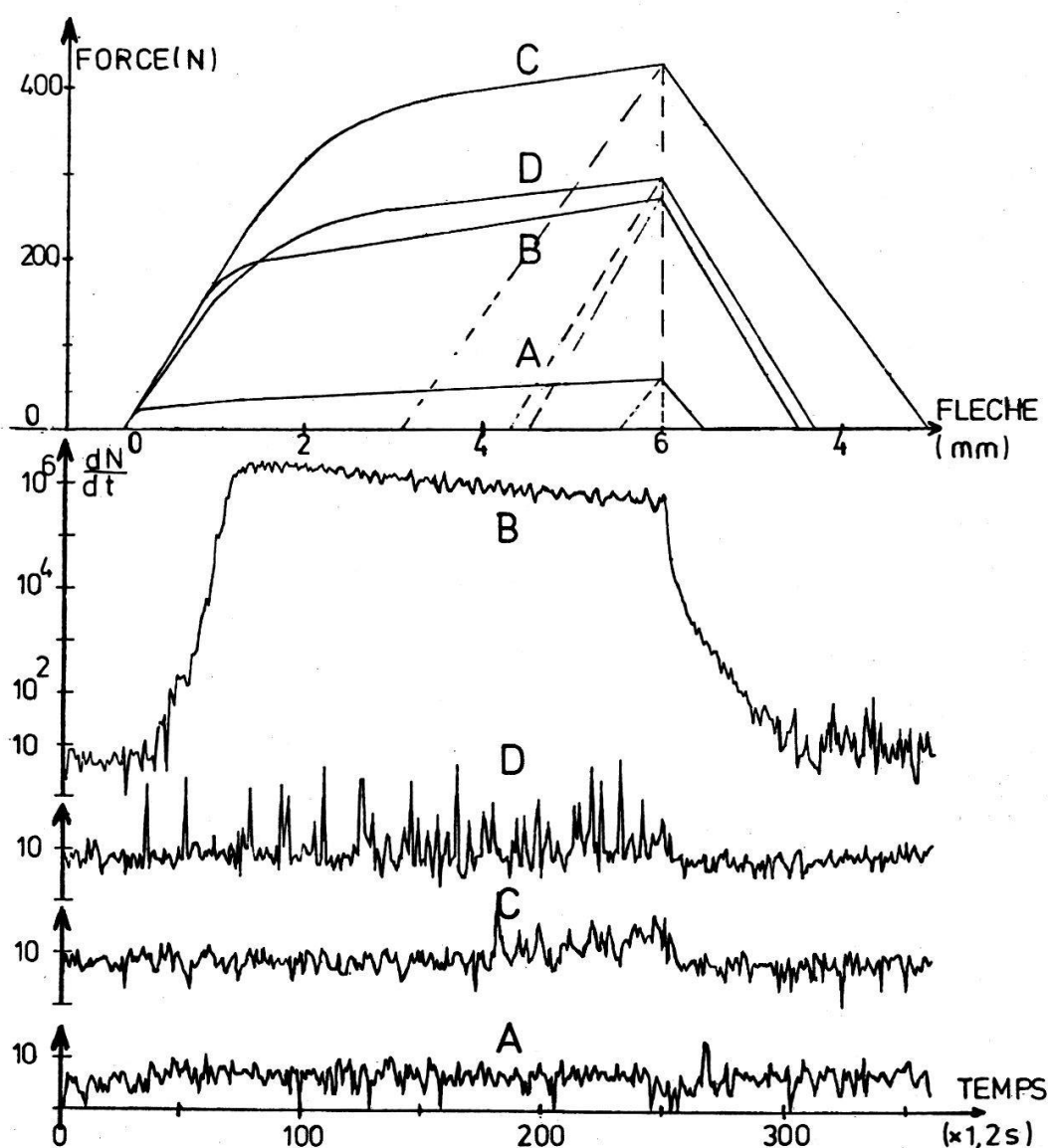


Figure 3

Courbes Force-flèche et E.A.-flèche à 5 MHz pour 4 alliages d'aluminium ($f = 20\ \mu\text{m/s}$ ou $\dot{\epsilon}_{\text{max}}(\text{élastique}) = 5 \cdot 10^{-5}/\text{s}$): A Aluminium pur commercial 99% recuit 4h à 400°C ($\phi \approx 20\ \mu\text{m}$), B PERALUMAN 460 (Al Mg4.5 Mn1) recuit 2h à 450°C ($\phi \approx 12\ \mu\text{m}$), C ANTICORODAL 100 (Al Si1 Mg0.8) vieilli à chaud ($\phi \approx 30\ \mu\text{m}$) D ANTICORODAL 100 vieilli à froid ($\phi \approx 30\ \mu\text{m}$) où ϕ désigne la grandeur des grains.

périodes de comptage jusqu'à $100\ \mu\text{s}$, nous avons constaté de fréquents intervalles 'calmes', même durant une phase d'expérience où se manifestent des émissions 'continues' assez intenses ($\geq 10^{-12}\ \text{W}$). Nous comptons approfondir l'étude de la distribution temporelle à différentes fréquences en vue d'une éventuelle analyse du flux d'énergie en 'microbursts'.

Comme indiqué sur la Fig. 1, le nombre de canaux de comptage sera augmenté prochainement en vue d'une mesure simultanée des distributions d'amplitude à plusieurs fréquences allant jusqu'à 11 MHz.

REFERENCES

- [1] W. SWINDLEHURST, Non-Destructive Testing, 152 (June 1973).
- [2] J. F. CHRETIEN et N. CHRETIEN, Non-Destructive Testing, 220 (Aug. 1972).
- [3] N. KIESEWETTER et P. SCHILLER, Phys. Stat. sol. (A) 38, 569 (1976).
- [4] B. WOODWARD et R. W. HARRIS, Acustica 37, 190 (1977).

Messung des Sonnenspektrums im fernen Infrarot

J. RAST, F. CARTIER und F. KNEUBÜHL

(Gruppe Infrarotphysik, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

D. HUGUENIN und E. A. MÜLLER

(Observatoire de Genève)

Zur Bestimmung der Sonnentemperatur an der Grenze Chromosphäre/Photosphäre wurden seit etwa zehn Jahren Stratosphärenballonflüge in Aire/Adour, Frankreich, mit Lamellargitterinterferometern durchgeführt, und das Emissionsspektrum im Submm-Wellen Bereich gemessen [1]. Die Resultate der letzten zwei Flüge (09:23.9.1977/10:14.9.1978) werden präsentiert und mit den früheren Messungen und den Modellen der Sonnenatmosphäre verglichen.

LITERATUR

- [1] J. RAST, F. KNEUBÜHL und E. A. MÜLLER, Astron. Astrophys., 68, 229–238 (1978).

Zum Magnetfeld partieller magnetosphärischer Stromsysteme

E. FLÜCKIGER und H. DEBRUNNER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

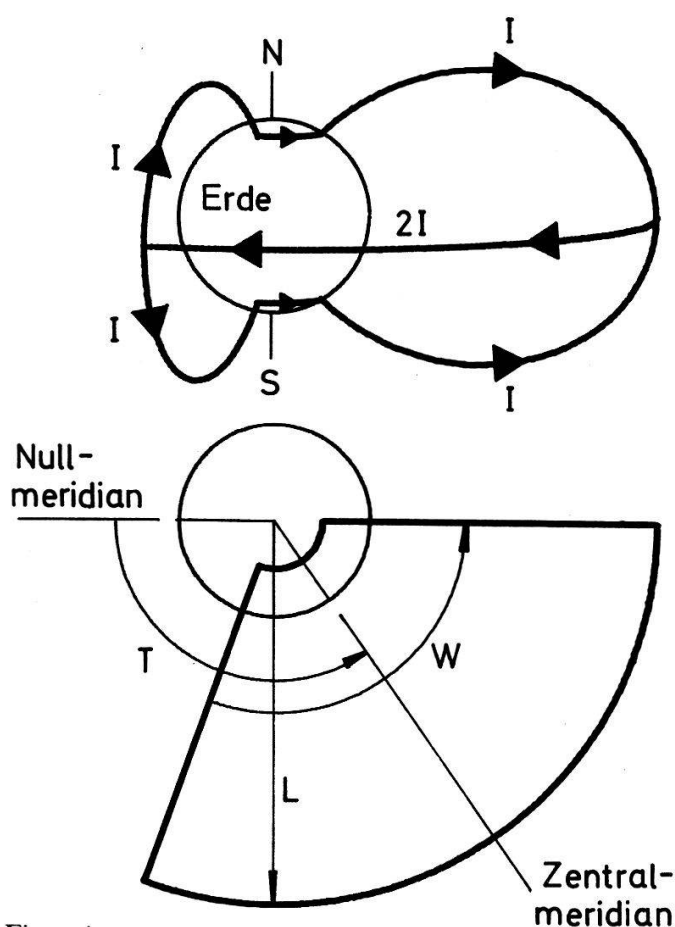
Zusammenfassung. Für partielle magnetosphärische Stromsysteme, wie sie während starken magnetischen Stürmen aufgebaut werden, wurde das Magnetfeld berechnet. Die Ergebnisse werden im Hinblick auf die Korrelation zwischen den Parametern der Stromsysteme und den bei sehr starker geomagnetischer Aktivität auftretenden Erniedrigungen der Grenzsteifigkeiten für kosmische Strahlung diskutiert.

1. Einleitung

Bei sehr starker geomagnetischer Aktivität treten vielfach Erniedrigungen der Grenzsteifigkeiten für kosmische Strahlung auf [1–4]. Diese werden allgemein auf Stromsysteme zurückgeführt, die während magnetischen Stürmen in der Magnetosphäre aufgebaut werden. Quantitative Beziehungen zwischen den Parametern dieser Stromsysteme und den Veränderungen der Grenzsteifigkeiten konnten bisher nur für spezielle symmetrische Ringströme theoretisch hergeleitet werden [5]. Analysen von kosmischen Strahlungsmessungen haben jedoch ergeben, dass für asymmetrische Stromsysteme ähnliche Zusammenhänge gelten. Wir haben deshalb in einer ersten Untersuchung Berechnungen über die Veränderungen des Erdmagnetfeldes durch asymmetrische magnetosphärische Stromsysteme durchgeführt. In der vorliegenden Arbeit werden die entsprechenden Ergebnisse diskutiert. Im Gegensatz zu ähnlichen Arbeiten anderer Autoren [z.B. 6, 7] beschränken wir uns dabei nicht auf die Verhältnisse an der Erdoberfläche.

2. Strommodell und Berechnungsmethode

Das den Berechnungen zugrunde liegende Strommodell ist in Fig. 1 dargestellt. Es entspricht magnetosphärischen Stromsystemen während magnetischen Stürmen, wie sie z.B. von Cummings [6] sowie von Kamide und Fukushima



Figur 1
Schematische Schräg- und Aufsicht für ein magnetosphärisches Stromsystem während eines magnetischen Sturms und Definition der das Stromsystem charakterisierenden Parameter.

[8–10] vorgeschlagen wurden. Ein partieller, westwärts fließender Ringstrom, der in der Äquatorebene des erdmagnetischen Dipolfeldes liegt, wird durch Ströme entlang den magnetischen Feldlinien (Birkeland-Ströme) und durch ostwärts fließende Ströme in der Ionosphäre (Elektrojets) zu je einem Stromkreis in der Nord- und Südhemisphäre geschlossen. Die geomagnetische Länge des Zentralmeridians, T , die Sektorbreite, W , der Radius des partiellen Ringstroms, L , die Höhe der beiden Elektrojets, H , und die Stromstärke, I , bestimmen das Stromsystem eindeutig. Das entsprechende Magnetfeld lässt sich deshalb auf Grund dieser Parameter nach der von Kisabeth [11] vorgeschlagenen Methode berechnen.

3. Berechnungsergebnisse

Für die Parameterwerte

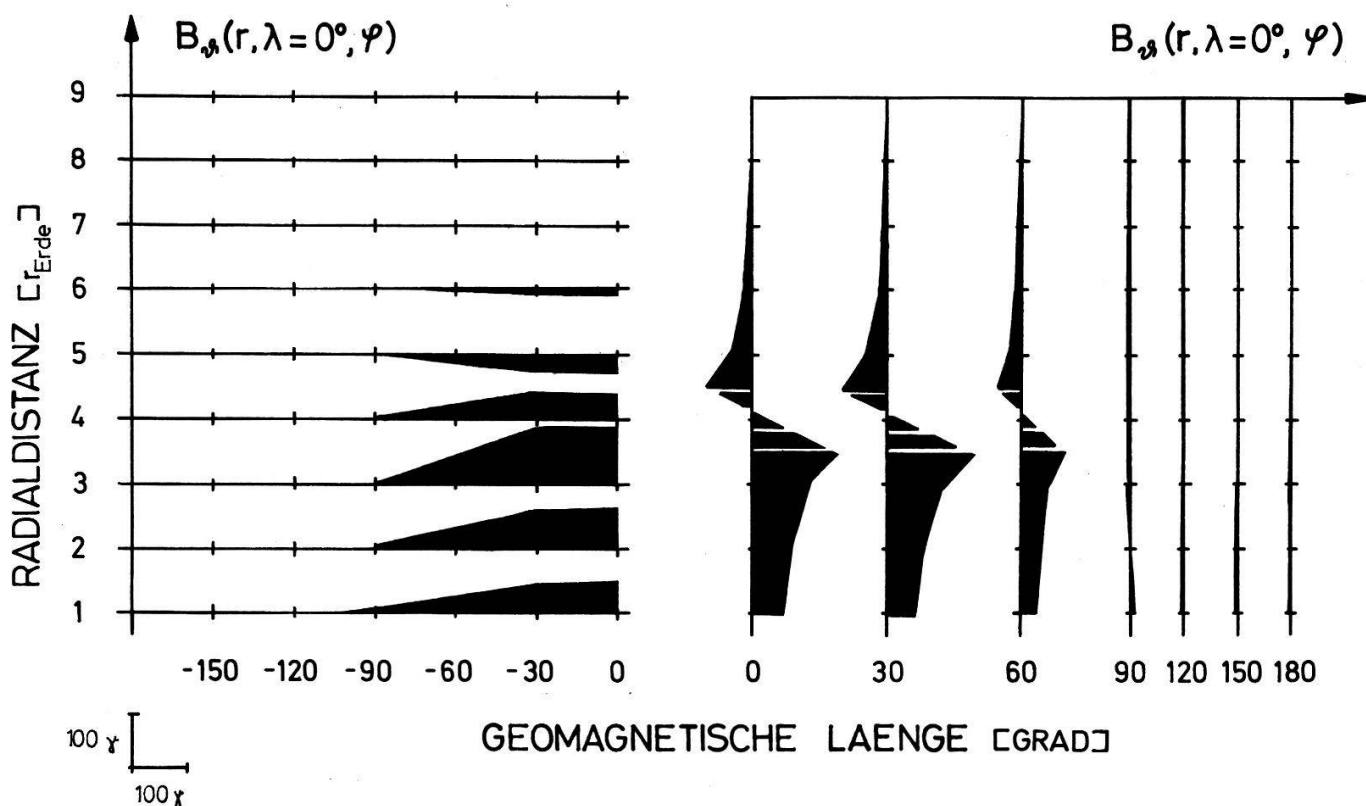
$$T = 0^\circ$$

$$W = 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ, 180^\circ$$

$$L = 3, 4, 5, 6 r_{\text{Erde}}$$

$$H = 100 \text{ km}$$

$$I = 10^6 \text{ A}$$

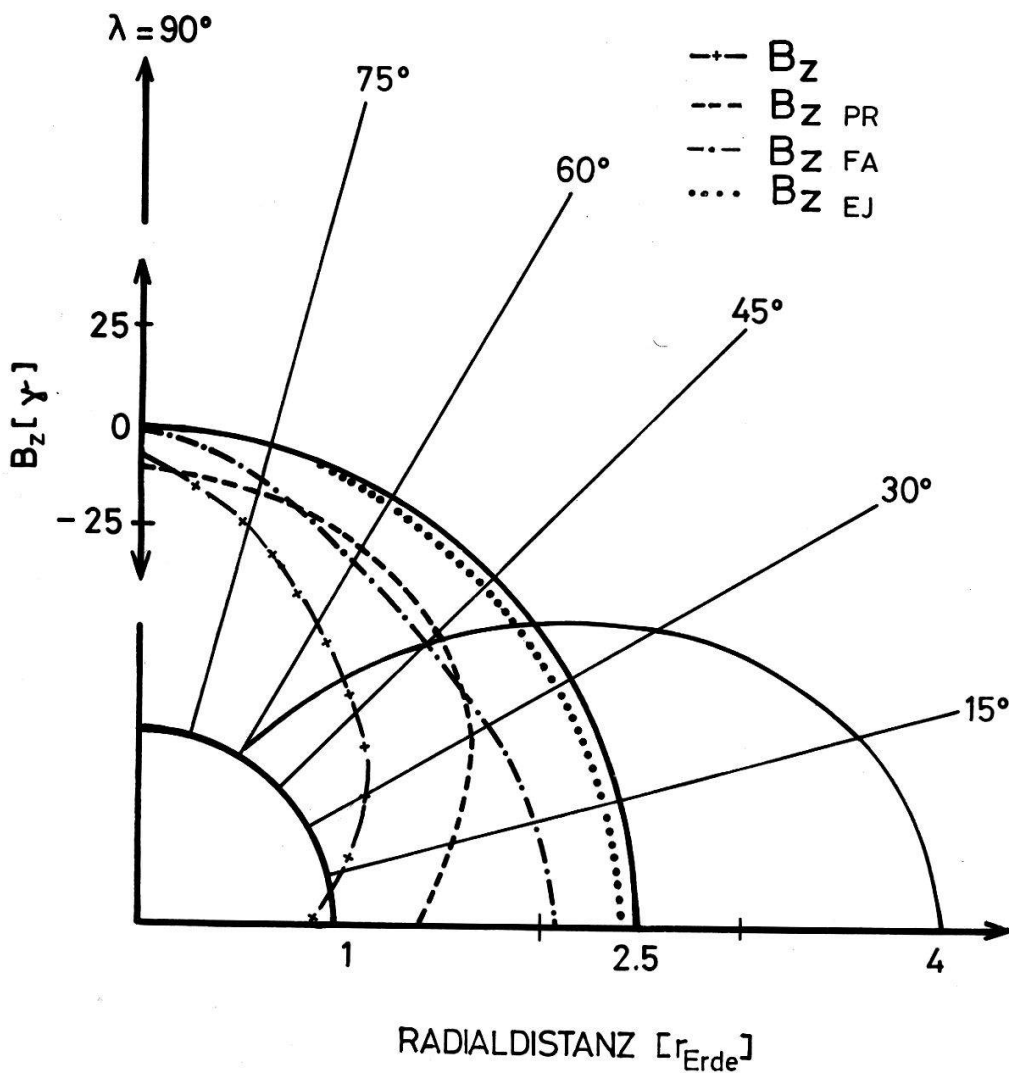


Massstab für B_ϕ

Figur 2

Die magnetische Flussdichte $B_\phi (= -B_z)$ eines Stromsystems mit $T=0^\circ$, $W=120^\circ$, $L=4 r_{\text{Erde}}$, $H=100 \text{ km}$ und $I=10^6 \text{ A}$ in Abhängigkeit der geomagnetischen Länge und der Radialdistanz in der Äquatorebene.

wurden die drei Polarkomponenten B_r , B_θ und B_ϕ sowie die Komponente in Richtung der Dipolachse des Erdmagnetfeldes, B_z , in Abhängigkeit der geomagnetischen Länge, φ , der geomagnetischen Breite, λ , und der Radialdistanz, r , berechnet. Dabei wurde in der Nähe der Ströme ($d \leq 0.5 r_{\text{Erde}}$) der Endlichkeit der Stromdichten Rechnung getragen. Der Einfluss des elektrisch leitenden Erdinnern, der bei Radialdistanzen $r \geq 1.5 r_{\text{Erde}}$ praktisch verschwindet, wurde vernachlässigt. Zur Illustration der Ergebnisse ist vorerst in Figur 2 für die Äquatorebene die Komponente $B_\theta = -B_z$ für ein Stromsystem mit $W = 120^\circ$ und $L = 4 r_{\text{Erde}}$ in Abhängigkeit der Radialdistanz und der Länge dargestellt. In Figur 3 wird dann für dasselbe Stromsystem die Breitenabhängigkeit von B_z in der Ebene des Zentralmeridians im Abstand $r = 2.5 r_{\text{Erde}}$ gezeigt, wobei zwischen den Anteilen des partiellen Ringstroms, $B_{z\text{PR}}$, der Birkeland-Ströme, $B_{z\text{FA}}$, und der Elektrojets, $B_{z\text{EJ}}$, unterschieden wird.



Figur 3

Die magnetische Flussdichte B_z eines Stromsystems mit $T = 0^\circ$, $W = 120^\circ$, $L = 4 r_{\text{Erde}}$, $H = 100 \text{ km}$ und $I = 10^6 \text{ A}$, in der Ebene des Zentralmeridians im Abstand $r = 2.5 r_{\text{Erde}}$, in Abhängigkeit der geomagnetischen Breite, λ , sowie die Anteile des partiellen Ringstroms, $B_{z\text{PR}}$, der Birkeland-Ströme, $B_{z\text{FA}}$, und der Elektrojets, $B_{z\text{EJ}}$.

4. Diskussion

Aus den Berechnungen geht hervor, dass der Einfluss partieller magnetosphärischer Stromsysteme auf das Erdmagnetfeld bei kosmischen Strahlungsuntersuchungen durch die Komponente B_z beschrieben werden kann. Aus den Figuren 2 und 3 folgt weiter, dass $B_z(r, \lambda, \varphi)$ im Zentrum des Stromsektors praktisch keine Längenabhängigkeit aufweist, für $r \leq L$ in weiten Bereichen nur schwach von der Radialdistanz abhängig ist, für $r > L$ Dipolcharakter zeigt und innerhalb des geomagnetischen Breitenbereichs, der für kosmische Strahlungsuntersuchungen von Bedeutung ist ($|\lambda| \leq 45^\circ$), schwach variiert. Diese Resultate ergeben sich praktisch unabhängig von den Parametern W und L . Damit entspricht aber das Magnetfeld im Sektor eines asymmetrischen Stromsystems näherungsweise den Voraussetzungen zur Theorie von Treiman [5] und die in der Einleitung erwähnte spezielle Korrelation zwischen den Parametern des Stromsystems und den Veränderungen der Grenzsteifigkeiten für kosmische Strahlung wird verständlich. Zugleich wird aber auch klar, dass für eine genauere, quantitative Erfassung dieser Beziehungen detailliertere Untersuchungen erforderlich sind. Weiter zeigen die Berechnungsergebnisse, dass Stromstärken von einigen 10^6 A notwendig sind, um die während starken magnetischen Stürmen auf der Erde beobachteten Veränderungen des Magnetfeldes sowie die gemessenen Erniedrigungen der Grenzsteifigkeiten für kosmische Strahlung zu erzeugen. Derartig grosse Stromstärken sind zwar zur Zeit experimentell noch nicht nachgewiesen, stehen aber nicht im Widerspruch zu den allgemeinen Auffassungen über magnetosphärische Stromsysteme.

Fukushima und Kamide [7] haben vor wenigen Jahren darauf hingewiesen, dass die Veränderungen des Erdmagnetfeldes während magnetischen Stürmen in äquatorialen und mittleren Breiten hauptsächlich durch Birkeland-Ströme verursacht werden. Unsere Figur 3 unterstreicht diese Aussage. Gleichzeitig wird auch verständlich, dass Veränderungen der Grenzsteifigkeiten für kosmische Strahlung mit Auroraphänomenen und starker magnetischer Aktivität in hohen Breiten verbunden sind.

Verdankungen

Frl. Marianne König danken wir für die Reinschrift des Manuskripts und die saubere Ausführung der Figuren.

Diese Arbeit wurde unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung, Kredit NF 2.879-0.77.

LITERATUR

- [1] I. KONDO, K. NAGASHIMA, S. YOSHIDA und M. WADA, Proc. 6th Int. Conf. Cosmic Rays (Moscow) 4, 208 (1959).
- [2] W. R. WEBBER, Can. J. Phys. 40, 906 (1962).
- [3] L. I. DORMAN, *Cosmic Rays*, North Holland Publ. Co. (1974).
- [4] K. Z. ALDAGAROVA, O. A. BOGDANOVA, E. V. KOLOMEETS und V. P. PIVNEVA, Proc. 14th Int. Conf. Cosmic Rays (München) 4, 1327 (1975).
- [5] S. B. TREIMAN, Phys. Rev. 89, 130 (1953).
- [6] W. D. CUMMINGS, J. Geophys. Res. 71, 4495 (1966).

- [7] N. FUKUSHIMA und Y. KAMIDE, Rev. Geophys. & Space Phys. 11, 795 (1973).
- [8] Y. KAMIDE und N. FUKUSHIMA, Radio Sci. 6, 277 (1971).
- [9] Y. KAMIDE und N. FUKUSHIMA, Rep. Ionos. Space Res. Jap. 25, 125 (1971).
- [10] Y. KAMIDE und N. FUKUSHIMA, Rep. Ionos. Space Res. Jap. 26, 79 (1972).
- [11] J. L. KISABETH, PhD Thesis, Department of Physics, University of Alberta (1972).

Erste Resultate vom Sonnenwindspektrometer auf der ISEE-C-Raumsonde

ST. KUNZ, P. BOCHSLER und J. GEISS
(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Im Rahmen eines gemeinsamen Projekts mit dem Goddard Space Flight Center und der University of Maryland haben wir ein Instrument entwickelt, das aus einem Wienfilter und einem Energieanalysator besteht. Dieses Instrument befindet sich seit Mitte September 1978 auf der Raumsonde ISEE-C in der Nähe des Librationspunktes zwischen Erde und Sonne und misst seitdem Häufigkeiten und Geschwindigkeiten von Ionen im Sonnenwind. Wir haben mit der Auswertung der seither erhaltenen Daten begonnen. Bisher konnten im Spektrum die Ionen $^3\text{He}^{++}$, $^4\text{He}^{++}$, O^{6+} , O^{7+} , sowie verschiedene mehrfach geladene Fe-Ionen nachgewiesen werden. Einige Ergebnisse über die Isotopenzusammensetzung von He im Sonnenwind, Ladungszustände von Sauerstoff, evtl. auch von Eisen, werden untersucht. Zudem soll die zeitliche Variation von Temperatur und Geschwindigkeit der He-Ionen diskutiert werden.

Die Häufigkeiten der Leichten Edelgase im Sonnenwind vor 500 Millionen Jahren

R. WIELER, H. FUNK, P. HORN und P. SIGNER
(ETH-Z, Sonneggstr. 5, 8092 Zürich)

Lunare Staubproben enthalten grosse Mengen an Edelgasen aus dem Sonnenwind. Dank ihrer vergleichsweise kurzen Bestrahlungsdauer sind Mineralkörner besser geeignet, um Aussagen über zeitliche Veränderungen in der Zusammensetzung des Sonnenwindes zu gewinnen als Gesamtproben. Deren Gasgehalt wird durch die sekundären Teilchen (Agglutinate) bestimmt, welche den Sonnenwind während sehr langer Zeit aufsammelten.

Wir bestimmten an Mineralseparaten aus drei Proben massenspektrometrisch He-, Ne- und Ar-Konzentrationen und Isotopenhäufigkeiten. Zwei der Proben stammen aus dem Apollo 15-Bohrkern und sind seit mindestens 500 Millionen Jahren keiner Sonnenwindbestrahlung mehr ausgesetzt gewesen. Die dritte Probe wurde an einer dem Bohrkern benachbarten Stelle der Mondoberfläche genommen und hat rezenten Sonnenwind gesehen. Der Vergleich der Resultate zeigt, dass die gemittelten He/Ar- und Ne/Ar-Verhältnisse im Sonnenwind vor 500 Millionen Jahren höchstens um 20% vom heutigen Mittelwert abwichen. Dabei wird über die jeweilige Bestrahlungsdauer (ca. 10^6 Jahre) der Mineralkörner in den einzelnen Proben gemittelt. Die mittleren 20-Ne/22-Ne Verhältnisse damals sind innerhalb 2% dem heutigen Wert gleich.

Haupt- und Spurenelemente in Korngrössenfraktionen des Apollo-17 Bohrkerns 74001

U. KRÄHENBÜHL, H. R. VON GUNTEN,¹⁾ D. JOST, G. MEYER und F. WEGMÜLLER
(Anorganisch-chemisches Institut, Universität Bern, CH-3000 Bern 9)

Zusammenfassung

- Die beiden untersuchten Schichten stammen von verschiedenen vulkanischen Eruptionen.
- Die Konzentrationen an flüchtigen Spurenelementen in den Treibgasen waren bei den zwei Eruptionen verschieden.
- Die Anreicherung an Spurenelementen kann nicht ausschliesslich das Ergebnis einer Neuverteilung in einer heissen Auswurfdecke sein.
- Die Goldanreicherung in 74001 muss vulkanischen Ursprung haben.

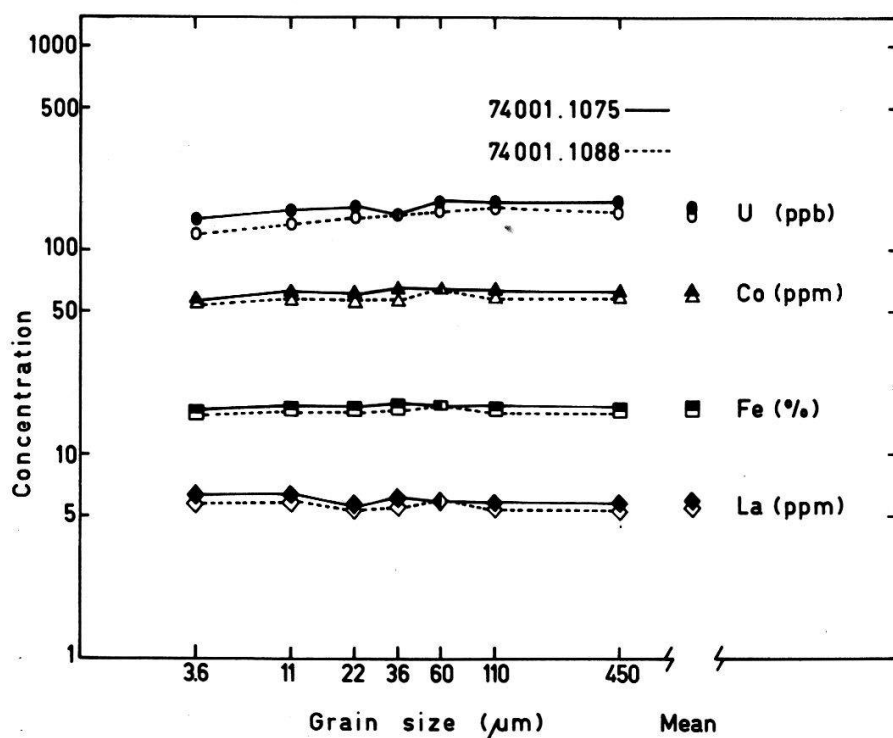
Vom Rande des Shorty Kraters Brachten die Apollo-17 Astronauten den Bohrkern 74001 zurück. Das Material dieser Probe besteht fast ausschliesslich aus schwarzen, rekristallisierten Glaskugeln. Die Einzigartigkeit dieser Probe regte eine grosse Zahl von Untersuchungen an [1–7]. Die meisten Autoren sind der Ansicht, dass dieses Material, welches hohe Oberflächenkonzentrationen an flüchtigen Elementen aufweist, von vulkanischen Eruptionen stammen muss [1–3].

Wir untersuchten 2 Schichten dieses Bohrkerns aus 38 cm und 58 cm Tiefe und bestimmten in 7 Korngrössenfraktionen mittels instrumenteller Neutronenaktivierungsanalyse die Gehalte folgender Elements: Co, Cr, Fe, Hf, Na, seltene Erden, Sc, Ta und Ti. Anschliessend wurden radiochemisch die Konzentrationen an Au, Cd, Ge, Hg, In, Te, U und Zn ermittelt [8]. In Fig. 1 sind in logarithmischer Darstellung die Gehalte an Fe und an den nicht flüchtigen Spurenelementen Co, La und U in Funktion der Korngrösse aufgetragen. Die 4 Elemente zeigen eine analoge Verteilung, wobei die obere Schicht durchwegs einen um 5–8% höheren Gehalt aufweist. In Fig. 2 ist der Verlauf der Konzentrationen der flüchtigen Elemente Ge, Cd, Zn, Te und In dargestellt. Diese Elemente sind in den kleineren Korngrössen stark angereichert. Die Steigung der Kurven für die drei kleinsten Fraktionen liegt in logarithmischer Darstellung bei -1 , dem theoretischen Wert für eine reine Oberflächenbelegung. Für Hg und Au ist ebenfalls eine Gehaltszunahme mit abnehmender Korngrösse ersichtlich (Fig. 3).

Die beobachteten Elementverteilungen könnten durch unterschiedliche Mechanismen verursacht worden sein. Cirlin und Mitarbeiter [6] glauben, dass auf Grund der abnehmenden Cd-Gehalte mit zunehmender Tiefe im Bohrkern eine Neuverteilung in einer warmen, vulkanischen Auswurfdecke erfolgen musste. Sie nehmen an, dass die ganze Schicht, welche durch den Bohrkern erfasst wird, in einem einzigen Ereignis gebildet wurde. Wenn man aber die Blei-Daten derselben Autoren [6] betrachtet, fällt es schwer, von einem kontinuierlichen Prozess zu sprechen, da die Bleikonzentrationen nicht stetig abnehmen. Eugster und Mitarbeiter [5] zeigten mittels Edelgasmessungen, dass die zwei von uns untersuchten Schichten einen Unterschied im Strahlenalter von 20 Millionen Jahren aufweisen.

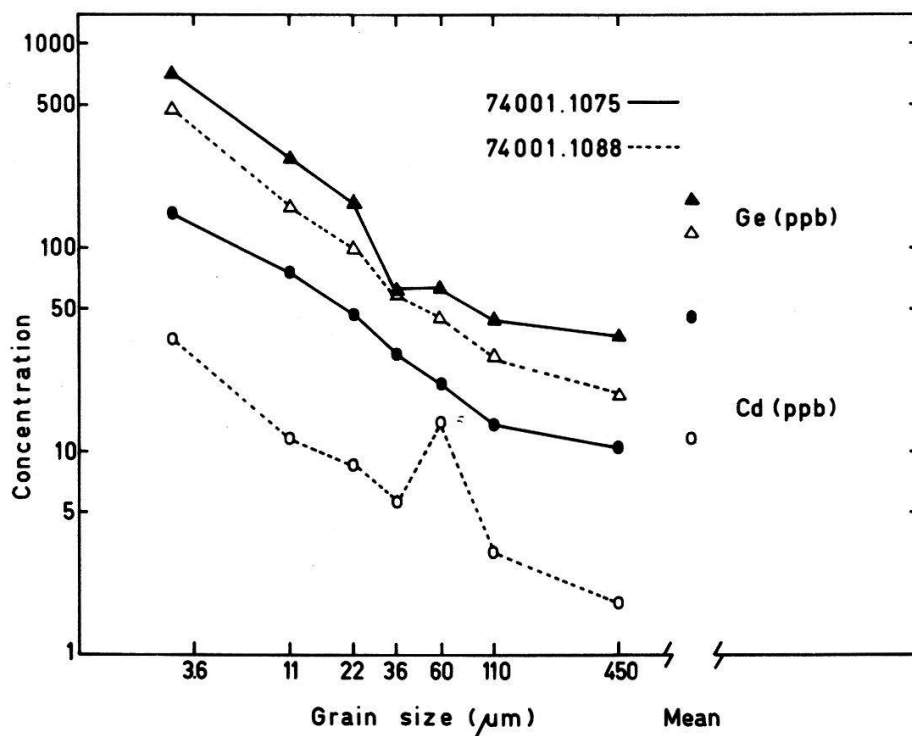
Wenn die Verflüchtigung tatsächlich in einer Auswurfdecke erfolgt wäre, sollte die gefundene Anreicherung für verschiedene Elemente ihrer Flüchtigkeit

¹⁾ Auch am Eidg. Institut für Reaktorforschung, CH-5303 Würenlingen.



Figur 1

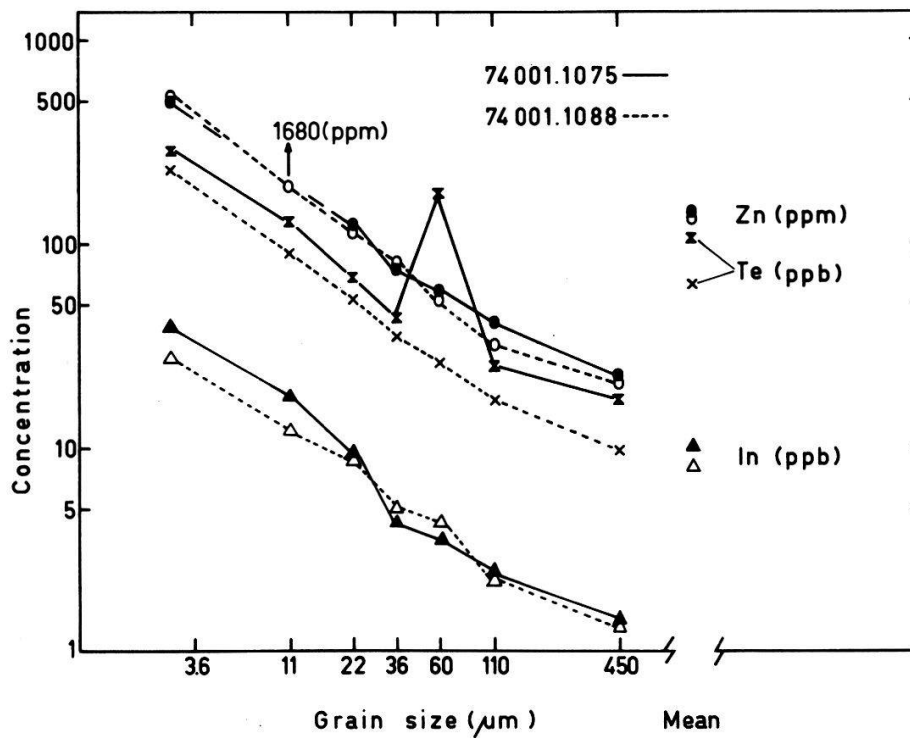
Verteilung von Fe und der Spurenelemente Co, La und U in Korngrössenfraktionen der Proben 74001.1075 aus 38 cm Tiefe (volle Symbole und ausgezogene Kurven) und 74001.1088 aus 58 cm Tiefe. Die Mittelwerte entsprechen den Gewichteten Durchschnittswerten der einzelnen Korngrössenfraktionen. Die relativen Fehler (1σ) betragen 3% für Fe und 5% für Co, La und U.



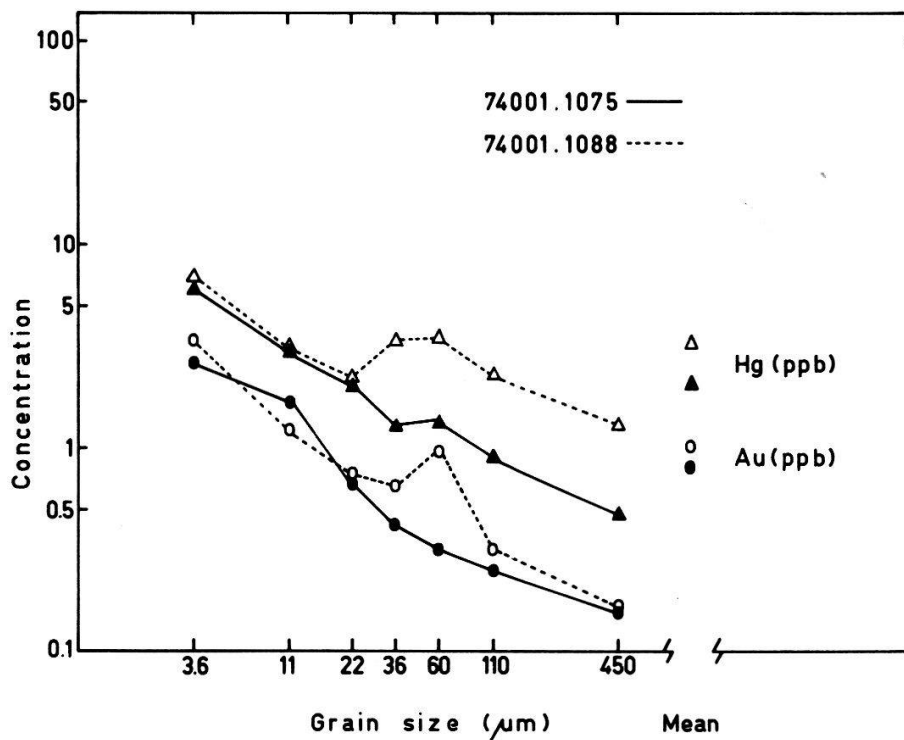
Figur 2a

Figur 2

Verteilung von flüchtigen Spurenelementen in Korngrössenfraktionen in 74001.1075 und 74001.1088. Der Mittelwert entspricht dem gewichteten Durchschnitt der einzelnen Fraktionen. Im Mittelwert für Zn ist der hohe Wert von 1680 ppm für die 11 μm Fraktion nicht eingeschlossen. Die relativen Fehler (1σ) betragen 5–8%.



Figur 2b



Figur 3

Verteilung von Hg und Au in Korngrössenfraktionen der Proben 74001.1075 und 74001.1088. Mittelwerte: Gewichtete Mittel aus den einzelnen Fraktionen. Relative Fehler: 5–10%.

entsprechen: Flüchtige Elemente sollten in der oberen, rascher abgekühlten Schicht in höheren Konzentrationen zu finden sein.

Die Verhältnisse aus den Mittelwerten der Gehalte der untersuchten flüchtigen Elemente aus oberer Schicht und unterer Schicht entsprechen dieser Annahme nicht:

74001.1075							
(aus 38 cm Tiefe)	Cd	Te	Ge	In	Zn	Au	Hg
74001.1088	4.0	1.7	1.4	1.2	1.1	0.78	0.62
(aus 58 cm Tiefe)							

Sie widerlegen das einfache Modell von Cirlin und Mitarbeiter [6], da insbesondere die Gehalte am äusserst flüchtigen Quecksilber in der unteren Schicht höher sind. Das gefundene Anreicherungsmuster kann deshalb nicht allein das Ergebnis einer Neuverteilung in einer heissen Auswurfdecke sein. Die unterschiedlichen Konzentrationen in den verschiedenen Schichten könnten die Zusammensetzung der Treibgase an flüchtigen Elementen während der Eruption des Materials widerspiegeln.

Die Anreicherung von Au in Mondstaub um einen Faktor 10–100 im Vergleich zu Mondgesteinen wird allgemein mit der Beimischung von meteoritischem Material erklärt (z.B. [9]). Die Proben 74001.1075 und 74001.1088 zeigen keine Hinweise auf längere Oberflächenverweilzeit ($> 10^6$ Jahre) [10]. Das in unserer Probe gefundene Gold kann demnach nicht aus Mikrometeoriten stammen. Es muss in dieser Probe vulkanischen Ursprung haben.

LITERATURZUSAMMENSTELLUNG

- [1] G. H. HEIKEN et al., *Geochim. Cosmochim. Acta* 38, 1703 (1974).
- [2] J. T. WASSON et al., *Proc. Lunar Sci. Conf.* 7th, 1583 (1976).
- [3] G. W. REED et al., *Proc. Lunar Sci. Conf.* 8th, 3917 (1977).
- [4] P. BUTLER and C. MEYER, *Proc. Lunar Sci. Conf.* 7th, 1561 (1976).
- [5] O. EUGSTER et al., *Abstract Lunar Planet. Sci. Conf.* 9th, 306 (1978).
- [6] E. H. CIRLIN et al., *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf.* 9th, 2049 (1978).
- [7] S. J., NAGLE *Suppl. to Lunar Core Catalog*, NASA Publ., JSC 09252 (1978).
- [8] U. KRÄHENBÜHL and F. WEGMÜLLER, *Radiochem. Radioanal. Lett.* 36, 31 (1978).
- [9] H. R. VON GUNTEN et al., *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf.* 9th., 2269 (1978).
- [10] R. V. MORRIS et al., *Proc. Lunar Sci. Conf.* 9th, 2033 (1978).

Une étude approfondie des gaz rares légers contenus dans les plagioclases de l'échantillon de sol lunaire 61501

PH. ETIQUE, H. FUNK, P. HORN et P. SIGNER

(Ecole Polytechnique Fédérale, Sonneggstrasse 5, 8092 Zürich)

L'étude des agglutinats, principaux porteurs de gaz rares dans la poussière lunaire, a montré la complexité de la formation et de l'évolution de ces particules secondaires et nous a conduits à nous intéresser aux plagioclases qui ont une histoire plus simple. La connaissance de la répartition des gaz dans ces particules primaires permet de tirer des conclusions sur l'origine et la dynamique du régolith

et sur son histoire thermique. Différentes séparations (par diamètre, aspect des cristaux) et préparations (attaque à l'acide) ont permis de mettre en évidence les faits suivants: la concentration des gaz situés à la surface des grains (vent solaire) ainsi que de ceux répartis dans leur volume (produits de réactions nucléaires) est dépendante de leur diamètre. Le néon et l'hélium se déplacent à l'intérieur des grains, ce qui implique une variation des rapports $^4\text{He}/^{36}\text{Ar}$ et $^{20}\text{Ne}/^{36}\text{Ar}$ des gaz d'origine solaire en fonction de la distance de la surface. Ces rapports sont différents de ceux qu'on trouve dans le vent solaire. L'analyse des rapports isotopiques ne permet pas d'interpréter les résultats avec seulement deux composantes de rapports isotopiques constants.

Optische Homogenität von Flüssigkeits-Jets für Hochleistungs-Farbstofflaser

P. ANLIKER und H. P. WEBER

(Institut für angewandte Physik, Uni Bern)

Die räumliche Kohärenz von kontinuierlichen Farbstofflasern wird entscheidend beeinflusst durch die optische Homogenität des aktiven Mediums. Um thermische Linseneffekte zu minimalisieren, muss bei Hochleistungs-Farbstofflasern mit einem grösseren aktiven Volumen gearbeitet werden, was erhöhte Anforderungen an die optische Homogenität des ungespumpten Jets über grössere Bereiche stellt. Mit interferometrischen Methoden einerseits und dem stabilen Betrieb eines Farbstofflasers in reinen transversalen Moden sehr hoher Ordnung andererseits wurde gezeigt, dass gute optische Qualität des ungespumpten Jets auch über grosse Bereiche (ca. $150\ \mu\text{m}\ \phi$) erreicht werden kann.

Punktkontakt-Kennlinien an YbCuAl und LuCuAl

I. FRANKOWSKI¹⁾ und D. WOHLLEBEN

(II. Phys. Inst. der Universität Köln)

Es wurde die differentielle Leitfähigkeit $dI/dU(U)$ von ca. 60 Punktkontakten zwischen Molybdän und YbCuAl bzw. LuCuAl im Bereich $\pm 100\ \text{mV}$ bei $1.6\ \text{K}$ gemessen. Während die LuCuAl-Kontakte Ohm'sches Verhalten zeigten, wiesen die Kennlinien an YbCuAl-Kontakten starke Nichtlinearitäten auf (bis zu 60%); sie lassen sich in drei Klassen einteilen, die sich im wesentlichen durch die Breite ihrer zentralen Leitfähigkeitserhöhung unterscheiden ($12.5\ \text{mV}$; $2.5\ \text{mV}$; $1\ \text{mV}$). Eine starke Korrelation zwischen Kontaktdruck und Ausprägung der Nichtlinearitäten wurde beobachtet.

¹⁾ Jetzt: Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, 8093 Zürich.

Recuit par laser de silicium épitaxial sur saphir

M. E. ROULET et P. SCHWOB,

(Centre Electronique Horloger S. A., 2000 Neuchâtel)

K. AFFOLTER, W. LÜTHY et M. VON ALLMEN,

(Institut de Physique appliquée, Université, 3012 Berne)

M. FALLAVIER, J. M. MACKOWSKI, M. A. NICOLET et J. P. THOMAS

(Institut de Physique nucléaire, F-69621 Villeurbanne)

Des plaquettes SOS (Silicon-on-Sapphire) implantées avec des ions de silicium ont été recuites avec des flashes de lumière laser d'une durée de 50 ns et d'une longueur d'onde de $1.06\ \mu\text{m}$ (laser ND:YAG opérant en mode *Q-switch*). Les échantillons ont été analysés par canalisation d'ions He^+ de 1.5 MeV et par double diffraction de rayons X. Après une irradiation avec une densité d'énergie d'environ $5\ \text{Jcm}^{-2}$ la qualité cristalline du film mince de silicium est meilleure que celle de l'état original.

Herstellung von optischen Wellenleitern in AlGaAs Schichtstrukturen mittels Laserbestrahlung

H. GILGEN, R. SALATHE und Y. FROIDEVAUX

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern)

Dreidimensionale, optische Wellenleiter sind durch Bestrahlung von AlGaAs-Heterostrukturmaterial mit einem kontinuierlich arbeitenden Argon Laser hergestellt worden. Das fokussierte Laserlicht schmilzt das Halbleitermaterial. Die Laserlichtintensität wird zur Kontrolle des Schmelzvorganges mit Hilfe der induzierten Lumineszenz kontrolliert. Das rekristallisierte Material kann anschliessend durch chemisches Ätzen entfernt werden. Dadurch ist die Herstellung von Mesastruktur-Wellenleiter ohne Anwendung der sonst üblichen Fotoresist-Techniken möglich. Bei $2.5\ \mu\text{m}$ breiten Wellenleitern ist eine Randwelligkeit von kleiner als $0.3\ \mu\text{m}$ gemessen worden.

Laser assisted doping of silicon with Ga and As

M. R. T. SIREGAR, W. LÜTHY and K. AFFOLTER

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern)

Laser assisted doping of monocrystalline silicon wafers with gallium or arsenic has been studied. A thin layer of gallium or arsenic deposited on *p*- or *n*-type silicon has been irradiated with pulses from a *Q*-switched Nd:YAG laser. At laser intensities of $> 150\ \text{MW/cm}^2$ melting occurred and doping material was built in. Ohmic contacts and diodes have been produced by this technique. Electrical measurements have been performed on the irradiated spots. The results will be discussed.

Durch Laserbestrahlung hervorgerufene Deformationen auf Silizium

K. AFFOLTER, W. LÜTHY und M. FUHRER
(Institut für angewandte Physik, Universität Bern)

Das Bestrahlen von Silizium-Einkristallen mit Hilfe intensiver Laserpulse zum Dotieren, Kontaktieren oder Rekristallisieren kann zu Oberflächendeformationen führen, welche sich bei Anwendungen dieser Methode in der Halbleitertechnologie störend auswirken. Solche Deformationen, hervorgerufen durch Pulse eines Nd:YAG- sowie eines CO₂ Lasers, wurden untersucht. Querschnitte durch die bestrahlten Zonen zeigten Hohlräume im Innern des Materials, welche auf die Bildung von Dampfblasen zurückzuführen sind. Der thermische Mechanismus wird diskutiert und es wird gezeigt, wie solche unerwünschten Deformationen vermieden werden können.

Laserdioden mit Streifenkontakten hergestellt durch Laserlegieren

R. SALATHÉ, G. BADERTSCHER und W. LÜTHY
(Institut für angewandte Physik, Universität Bern)

Streifenförmige Kontaktzonen von 5–15 μm Breite können legiert werden, indem das Licht von einem Nd:YAG Laser im Q-switch Betrieb mit einer Zylinderlinse auf die metallisierte Halbleiteroberfläche fokussiert wird. Die mit diesem Verfahren hergestellten Doppelheterostruktur-Laserdioden weisen Schwellströme von 100 mA auf und können bei Zimmertemperatur kontinuierlich betrieben werden. Die neue Methode ist bedeutend einfacher als das bisher übliche thermische Legieren, kombiniert mit Ionenimplantation oder Photolithographie zur Streifendefinition.

Metalldestillation

B. J. HRIBOVSEK
(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, 8093 Zürich)

Durch die Verdampfung der Metalle aus dem Docht wurden um einige Größenordnungen erhöhte Verdampfungsgeschwindigkeiten erreicht. So konnte z.B. die Verdampfungsgeschwindigkeit des Mg um einen Faktor von 10^4 erhöht und die La-Destillation überhaupt erst durchgeführt werden. Für die einstufige Destillation wurden die Reinigungsfaktoren von 10^2 erreicht (totale Verunreinigungen 20 ppm at.). Im Bau ist ein Hochvakuumdestillationssystem mit mehrstufigen Kolonnen. Neben der Herstellung hochreiner Metalle wird auch die Anwendung der Destillation zur Wiederaufbereitung nuklearer Brennstoffe untersucht.

Physique nucléaire et corpusculaire

Quasielastische Elektronenstreuung

I. SICK

(Institut für Physik der Universität Basel)

Bei grossem Impulsübertrag wird das Energiespektrum der von Kernen gestreuten Elektronen dominiert von quasielastisch, d.h. an individuellen Nukleonen elastisch gestreuten Elektronen. Ein quantitatives Verständnis dieser inkohärenten Streuung wurde bisher nur teilweise erreicht und der bei grossem Energietransfer gemessene Wirkungsquerschnitt nicht erklärt. Mit einem am ALS Saclay durchgeführten Experiment [1] haben wir versucht, die quasielastische Streuung durch Messungen über einen grossen Energie- und Impulstransferbereich zu untersuchen. Die Interpretation der Daten zeigt, dass zusätzlich zum knock-out von Nukleonen wesentliche Beiträge von Meson-Austauschströmen beobachtet werden.

LITERATUR

[1] J. MOUGEY et al., PRL 41, 1645 (1978).

Isotopieeffekte an leichten pionischen Atomen

R. ABELA, G. BACKENSTOSS, M. IZYCKI, W. KOWALD, I. SCHWANNER,
L. TAUSCHER und H. J. WEYER,

(Institut für Physik, Universität Basel)

M. DOERR, W. FETSCHER, R. GUIGAS, D. GOTTA, H. POTH, G. SCHMIDT und H. ULLRICH

(Institut für Kernphysik KFZ und Univ. Karlsruhe)

Aus pionischen Röntgenspektren lassen sich Aussagen über die π -Kern Wechselwirkung gewinnen, wenn der Einfluss der Kernstruktur bekannt ist. Durch die Messung von Isotopenpaaren lassen sich diese Einflüsse weitgehend eliminieren.

An den Isotopen ^{16}O – ^{18}O und ^3He wurden am intensiven Pionenstrahl des SIN Präzisionsmessungen durchgeführt. Mit wesentlich verbesserten Messbedingungen konnten die Energieverschiebungen (ε_{1s}) und Verbreiterungen (Γ_{1s}) des $1s$ Niveaus gegenüber früheren Messungen [1]; [2]; [3] genauer bestimmt werden. Die Resultate am ^3He lassen sich mit den früher gemessenen Daten am ^4He vergleichen. [4]

Damit konnten ausser für die ε_{1s} Daten auch signifikante Unterschiede für Γ_{1s} bei den Isotopenpaaren ^3He – ^4He und ^{16}O – ^{18}O nachgewiesen werden.

Beim ^3He (6.4 keV) konnte die Detektor-Auflösung im Stahl von 310 eV auf 190 eV reduziert werden und die Statistik um 50% verbessert werden.

Wir erhielten folgende vorläufige Resultate:

^3He	^4He
$\varepsilon_{1s} = (+32 \pm 3) \text{ eV}$	$(-75.7 \pm 2) \text{ eV}$
$\Gamma_{1s} = (28 \pm 7) \text{ eV}$	$(45 \pm 3) \text{ eV}$

Die ^{16}O – ^{18}O Messungen wurden mit je 100 g (D_2^{16}O und D_2^{18}O unter identischen Bedingungen durchgeführt. Gegenüber der früheren Messung konnte die Energieauflösung auf die Hälfte reduziert, das Linien- zu Untergrundverhältnis um einen Faktor 3 verbessert und die Statistik um einen Faktor 2.5 vergrößert werden, wobei sich als vorläufige Resultate ergaben:

^{16}O	^{18}O
$\varepsilon_{1s} \text{ (keV)} = -15.42 \pm 0.10$	-20.03 ± 0.10
$\Gamma_{1s} \text{ (keV)} = 7.96 \pm 0.30$	6.62 ± 0.31

LITERATUR

- [1] G. BACKENSTOSS, S. CHARALAMBOUS, H. DANIEL, H. KOCH, G. POELZ, H. SCHMITT und L. TAUSCHER, Phys. Lett. 25B, 365 (1967).
- [2] R. ABELA, G. BACKENSTOSS, P. BLUEM, A. BRANDAO D'OLIVEIRA, W. FETSCHER, D. GOTTA, M. IZYCKI, H. KOCH, H. O. MEYER, H. POTH, I. SCHWANNER, L. M. SIMONS und L. TAUSCHER, Phys. Lett. 68B, 429 (1977).
- [3] G. R. MASON, G. A. BEER, D. A. BRYMAN, M. S. DIXIT, S. K. KIM, M. KRELL, J. A. MACDONALD, A. OLIN, R. M. PEARCE und J. S. VINCENT, Phys. Lett. 74B, 179 (1978).
- [4] G. BACKENSTOSS, J. EGGER, T. VON EGIDY, R. HAGELBERG, C. J. HERRLANDER, H. KOCH, H. P. POVEL, A. SCHWITTER und L. TAUSCHER, Nucl. Phys. A232, 519 (1974).

Measurement of cross sections for the production of charged pions by 585 MeV protons

M. DAUM, G. H. EATON, R. FROSCH, H. HIRSCHMANN, R. HORISBERGER,
J. McCULLOCH and E. STEINER,
(SIN, Villigen)

R. HAUSAMMANN and R. HESS

(Département de physique nucléaire et corpusculaire de l'université de Genève)

We have measured the differential cross section $d^2\sigma/(d\Omega \cdot dT)$ and the asymmetry parameter P for the production of π^+ and π^- in various target nuclei (H, D, Be, C, Al, Ni, Cu, Mo, Pb) by transversely polarized protons with a kinetic energy $T_p = 585$ MeV at production angles $\theta_\pi = 22.5^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ and pion energies $T_\pi = 24, 35, 46, 88, 151, 192, 254$ MeV (all kinematical quantities in lab system). First results will be presented and discussed at the meeting.

A new upper limit for the decay $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$

W. DEY, H. P. POVEL and H. K. WALTER,
(LHE, ETH Zürich)

R. ENGFER, W. EICHENBERGER and A. V. D. SCHAAF
(Physikalisches Institut der Universität Zürich)

and C. PETITJEAN
(SIN, Villigen)

The final analysis of a search for the decay $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ yields a new upper limit $R_{\mu e \gamma} < 1.0 \cdot 10^{-9}$ with 90% confidence. The experiment was performed on the SIN muon channel using two large NaI crystals at 180° as main e - γ detectors. The energy calibration, the resolution and the absolute sensitivity of the apparatus are discussed. The radiative muon decay $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$, which is the natural background process, is found to agree with the theoretical expectation.

Resonances in the trineutron-system?

J. A. BISTIRLICH, K. M. CROWE, J. MILLER, S. S. ROSENBLUM, P. C. ROWE and F. T. SHIVELY,
(Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, Berkeley, California)

E. R. GRILLY, E. C. KERR, J. NOVAK and R. H. SHERMANN,
(Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico)

H. BRAENDLE,
(Physics Department, University of California, Los Angeles, California)

G. STRASSNER and P. TRÜÖL
(Physik-Institut der Universität Zürich, Zürich, Switzerland)

The trineutron mass spectrum was observed in the reaction ${}^3\text{H}(\pi^-, \gamma)3n$ by measuring the photon energy with high resolution. It exhibits no structure beyond that predicted by the interaction of two of the outgoing nucleons considered in the framework of the Amado model. Thus the absence of $T = \frac{3}{2}$ resonances in the $A = 3$ -system as well as the non-existence of a bound trineutron now seems firmly established.

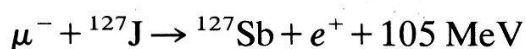
Test einer low-level Zählapparatur

R. ABELA, G. BACKENSTOSS, W. KOWALD und J. WUEST,
(Institut für Physik, Universität Basel)

H. G. SEILER und M. SEILER,
(Institut für Anorganische Chemie, Universität Basel)

und L. M. SIMONS
(Institut für Kernphysik KFZ und Universität Karlsruhe)

Im Rahmen eines Experimentes zum Test des Konopinski-Mahmoud-Erhaltungsschemas in der Reaktion



wurde eine low-level Zählapparatur (LLC) zum Nachweis der Betastrahlung entwickelt

Die Apparatur besteht aus einem Silizium-Oberflächensperrschichtzähler (Fläche 2 cm^2 , Ansprechtiefe $1000 \mu\text{m}$) mit 30% geometrischer Ansprechwahrscheinlichkeit, dessen Untergrundrate (420 ± 20) Impulse/h betrug. Diese konnte durch folgende Massnahmen auf die angegebenen Raten reduziert werden:

- (1) Umgebung des Detektors allseitig mit 40 g/cm^2 Quecksilber: $(108 \pm 5)/\text{h}$.
- (2) Einem Szintillator als Antizähler in Form eines Hutes gegen die Höhenstrahlung: $(16 \pm 1)/\text{h}$.
- (3) Einer über dem Antizähler angebrachten Blei-Eisen-Abschirmung von 40 g/cm^2 zum Aufschauern der neutralen Komponente der Höhenstrahlung: $(9.2 \pm 0.5)/\text{h}$.

Zur Testmessung wurde ein dünnerer Detektor verwendet (Ansprechtiefe $400 \mu\text{m}$), womit schliesslich eine Rate von $(6.88 \pm 0.42)/\text{h}$ erzielt werden konnte.

Die Testmessung wurde mit dem doppelten Ladungsaustausch gestoppter Pionen vorgenommen,



einer Reaktion, die, falls genügend häufig, infolge der Verunreinigung des μ -Strahls mit π^- stören könnte.

In 140 g NaJ wurden $1.2 \cdot 10^{12} \pi^-$ gestoppt. Aus dem betrachteten NaJ wurde das entstandene Antimon chemisch separiert. Daraus wurde ca. alle 24 h das nachgebildete Te abgemolken und im LLC gemessen. Die gemessenen Zählraten ergaben:

$$0 \pm 12 \text{ nachgewiesene } {}^{127}\text{Te}\text{-Atome}$$

Dies ergibt eine Rate für den Doppelladungsaustausch von

$$R(\pi^- \rightarrow \pi^+) < 4 \cdot 10^{-10} \text{ pro gestopptem } \pi^-$$

mit 90% confidence.

Diffusion inélastique des pions sur ^{12}C , ^{18}O , ^{28}Si et ^{52}Cr

C. LUNKE, R. CORFU, J.-P. EGGER, P. GRETILLAT, J. PIFFARETTI, E. SCHWARZ,
J. JANSEN, C. PERRIN et B. FREEDOM

(Collaboration Neuchâtel, Grenoble, SIN, South Carolina)

La diffusion inélastique des pions est un outil prometteur pour sonder la structure nucléaire. Toutefois, il faut préalablement s'assurer que le modèle décrivant la réaction est correct.

Nous avons mesuré les distributions angulaires de la diffusion inélastique de π^+ et π^- sur le premier niveau excité de ^{12}C , ^{18}O , ^{28}Si et ^{52}Cr dans la région de la résonance (3, 3). Ces résultats seront comparés aux prévisions du modèle DWIA.

Paramètre d'impact pour un angle de diffusion donné

B. CHABLOZ et P. HUGUENIN

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel,
Rue A.-L. Brequet 1, 2000 Neuchâtel, Suisse)

L'étude des lignes de courant de probabilité de l'onde diffusée permet, pour un angle de diffusion donné, de définir le paramètre d'impact. C'est la distance, orientée, du diffuseur à l'asymptote de la ligne de courant correspondante:

$$b(\theta) = \text{Re} \frac{i f'(\theta)}{k f(\theta)} \quad \text{où } f \text{ est l'amplitude de diffusion [1].}$$

Le signe du paramètre d'impact est lié au caractère attractif ou répulsif de l'interaction, ce qui permet d'interpréter la phase de l'amplitude de diffusion.

On constate sur des exemples que b peut devenir arbitrairement grand, indépendamment de la dimension du diffuseur. Ceci est dû au fait que les lignes de courant peuvent être très sinueuses. On l'observe en étudiant en détail le cas d'une combinaison linéaire d'ondes S et P . On obtient d'ailleurs des images étonnamment différentes, au voisinage de la zone d'interaction, pour une même section efficace différentielle. Serait-il possible d'en tirer parti, que ce soit pour discuter les ambiguïtés des analyses en déphasages, ou comme outil dans le cadre de la diffusion multiple?

Un article plus détaillé est en préparation.

RÉFÉRENCE

- [1] P. HUGUENIN, Phys. Lett. 70A, pp. 372-374 (1979).

Zirkularpolarisation myonischer Röntgenstrahlung

R. ABELA,

(Institut für Physik, Universität Basel)

W. KUNOLD, R. METZNER und L. M. SIMONS

(Institut für Kernphysik, KFZ und Universität Karlsruhe)

Die erstmalige Messung der Zirkularpolarisation myonischer Röntgenstrahlung am Se [1] zeigte eine unerwartete Depolarisation des $2p_{1/2}$ Zustandes, wobei die Polarisation des $2p_{3/2}$ Zustandes mit Kaskadenrechnungen [2] übereinstimmt. Um einen solchen Effekt genauer zu studieren, wurde die Apparatur bezüglich Analysationskraft und Effizienz verbessert. Zum Nachweis der Röntgenstrahlung wurden 4Ge (Li)-Detektoren benützt. Die Transmissionspolarimeter mit einer Länge von 10 cm wurden aus VACOFLUX (Fe, Co-Legierung) angefertigt. Ihre Analysationskraft beträgt $(1.8 \pm 0.2)\%$ bei 1.33 MeV.

Die Zirkularpolarisation des $2p-1s$ Ueberganges folgender Elemente wurde gemessen:

Selen (amorph), Selen (metallisch), Palladium, Cadmium. In der Tabelle 1 sind die experimentellen Ergebnisse der Polarisation der $2p_{3/2}$ und $2p_{1/2}$ Zustände angegeben, zusammen mit Werten aus Kaskadenrechnungen.

Tabelle 1

Zustand	Polarisation [%]				
$2p_{1/2}$	-6 ± 9	-34 ± 8	-26 ± 7	-29 ± 9	-33
$2p_{3/2}$	25 ± 6	21 ± 6	13 ± 3	17 ± 5	24
	Se _{met}	Se _{am}	Pd	Cd	theorie

Die Werte für Se(am) und Cadmium stimmen mit den theoretischen Vorhersagen gut überein. Sie bestätigen die Annahmen über den atomaren Einfangsprozess und über die μ -Kaskade, die solchen Kaskadenrechnungen zugrunde liegen. Selen metallisch zeigt im Gegenteil eine anomale unerklärte Depolarisation im $2p_{1/2}$ -Zustand. Im Fall des Palladiums deuten die Ergebnisse eher auf eine normale Depolarisation in der Kaskade hin. Die starke Depolarisation im Grundzustand gemessen mit Hilfe von μ -SR Methoden [3] liesse sich somit durch Hyperfeinanomalien im Grundzustand des μ -Pd erklären.

LITERATUR

- [1] R. ABELA, G. BACKENSTOSS, I. SCHWANNER, P. BLÜM, D. GOTTA, L. SIMONS und P. ZSOLDOS, Phys. Lett. 71B, 2 290 (1977).
- [2] B. BINGGELI, Diplomarbeit Basel.
- [3] T. YAMAZAKI, K. NAGAMINE, S. NAGAMIYA, O. HASHIMOTO und S. KOBAYACHI, Hyperfine Interactions 2, 410 (1976).

Messung der Anisotropie myonischer Röntgenstrahlung mit einem eindimensionalen Platin (KCP)-Kristall

R. ABELA,

(Institut für Physik Universität Basel)

W. KUNOLD, R. METZNER und L. M. SIMONS

(Institut für Kernphysik KFZ und Universität Karlsruhe)

und H. PILKUHN

(Institut für Theoretische Kernphysik Universität Karlsruhe)

Mit einem Platin (KCP)-Einkristall als Target wurde eine Anisotropie in der Intensitätsverteilung myonischer Röntgenstrahlung im $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ -Uebergang gefunden. Mit der Normierungsbedingung, dass keine Anisotropie bei der Einstellung der Kristallachse senkrecht zur Strahlrichtung auftritt, ergibt sich für parallele Einstellung der Achse zum Strahl eine Anisotropie $\beta = -(8.6 \pm 2.2) \cdot 10^{-2}$.

Messung der Anisotropie der Aussendungsrichtung myonischer Röntgenstrahlung bezüglich der Strahlrichtung

R. ABELA,

(Institut für Physik, Universität Basel)

W. KUNOLD, R. METZNER und L. M. SIMONS

(Institut für Kernphysik, KFZ und Universität Karlsruhe)

Eine der Grundannahmen in der Berechnung der Depolarisation, die auf dem Weg polarisierter negativer Myonen durch die gebundenen Zustände des Myonatoms zum Grundzustand erfolgt, ist der völlige Verlust der Richtungs-erinnerung der Myonen bezüglich der Strahlrichtung vor der Bildung dieses Atoms [1]. Diese Annahme wird theoretisch [2] [3] unterstützt durch die Vorstellung, dass die myonen vor der Bildung eines gebundenen Zustandes eine grosse Zahl von Grosswinkelstreuungen machen. Eine experimentelle Nachprüfung dieser Vorhersage [4] lieferte für den Anisotropieparameter β in der Winkelverteilung $W(\theta) \propto [1 + \beta/2]P_2(\cos \theta)$ eine obere Grenze von $\beta \leq 5\%$ für die Winkelverteilung pionischer Röntgenstrahlung in Argon. Wir wählten für unsere Messungen myonische Strahlung, weil hier die Möglichkeit gegeben ist, die Anisotropie des $2p_{3/2}-1s_{1/2}$ -Uebergangs im Vergleich zum isotropen $2p_{1/2}-1s_{1/2}$ -Uebergang zu messen, und somit weitgehend frei von systematischen Fehlern zu werden. So konnte die Genauigkeit in der Bestimmung von β um mehr als eine Grössenordnung verbessert werden und erstmals mit $\beta \neq 0$ verträgliche Resultate erzielt werden.

Im Falle von Selen ergibt sich $\beta = (27 \pm 5) \times 10^{-3}$ für metallisches Se und $\beta = (19.6 \pm 6) \times 10^{-3}$ für amorphes Se. Im metallischen Sn kann eine obere Grenze für β mit $\beta < 13 \times 10^{-3}$ angegeben werden.

Da gezeigt werden kann [5], dass sich die Orientierung zweiter Ordnung, für

die β ein Mass ist, sich für Strahlungsübergänge wie auch für Augerübergänge nur sehr wenig beim Durchlaufen der Kaskade verringert, misst man mithin mit $\beta_{2p_{3/2}}$ die Orientierung myonischer Niveaus beim atomaren Einfang. Somit stehen unsere Messungen im Widerspruch zu den gängigen Annahmen über den Coulombeinfang und die Entstehung myonischer Atome.

LITERATUR

- [1] R. A. MANN and M. E. ROSE, Phys. Rev. 121, 239 (1961).
- [2] M. LEON and R. SEKI, Nucl. Phys. A282, 445 (1977).
- [3] P. VOGEL, et al., Nucl. Phys. A254, 445 (1975).
- [4] G. K. LUM et al., Phys. Lett. 65B, 43 (1976).
- [5] G. YA. KORENMAN, Sov. J. Nucl. Phys. 21, 398 (1975).

Messung der Paritätsverletzung in Proton-Proton-Streuung bei 50 MeV

R. BALZER, R. HENNECK, CH. JACQUEMART, J. LANG und M. SIMONIUS,
(ETH Zürich)

W. HAEBERLI,
(University of Wisconsin, Madison, Wisc.)

S. JACCARD und L. REZZONICO
(SIN, Villigen)

und CH. WEDDIGEN
(Institut für Kernphysik, Universität und Kernforschungszentrum, Karlsruhe, BRD)

Zur Untersuchung der Paritätsverletzung in p - p -Streuung messen wir die Asymmetrie $A_L = (\sigma^+ - \sigma^-)/(\sigma^+ + \sigma^-)$ der Wirkungsquerschnitte σ^+ und σ^- für longitudinal polarisierten Strahl mit positiver (σ^+) und negativer (σ^-) Helizität bei 50 MeV am SIN Injektor Zyklotron. Als Mass für $\sigma^\pm$ dient das Verhältnis der Ströme im Faraday Cup und in einer zylindrischen Ionisationskammer, die eine 100 atm H_2 Target umgibt. Die grössten falschen Asymmetrien kommen von der Variation von transversalen Polarisationskomponenten über den Strahlquerschnitt, z.B. von p_y mit x . Korrekturen dafür werden on-line gemacht durch Messen der Intensitäts- und Polarisationsprofile 1 m und 15 cm vor dem Targeteintritt. Effekte von der Strahlmodulation in Intensität, Lage und Emittanz mit Umdrehen der Polarisation treten bei der bis jetzt erreichten Genauigkeit nicht auf. In 20 Std. Datenacquisition wurde $A_L = (0.5 \pm 4.7) \times 10^{-7}$ gemessen. Neue Messungen werden diskutiert.

Elastic and inelastic scattering of ^4He from ^6Li at 59 MeV

F. FOROUGH, B. VUILLEUMIER and C. NUSSBAUM
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Differential cross sections for ^4He elastic and inelastic scattering on ^6Li have been measured in the angular range from 9° to 165° . The elastic differential cross

section has been analyzed with various models including a phenomenological parametrization of the nuclear amplitude with its nearby zeros.

Optisches Modell für die elastische Deuteronstreuung

H. R. BÜRGI, W. GRÜEBLER, J. NURZYNSKI, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH
R. RISLER, B. JENNY und R. A. HARDEKOPF
(Lab. f. Kernphysik, ETH Zürich)

Für die elastische Streuung von Deuteronen an fünfzehn mittelschweren Targetkernen ($A = 40-90$) wurden Winkelverteilungen von σ , iT_{11} , T_{20} , T_{21} und T_{22} zwischen $20^\circ-175^\circ$ gemessen. Die Analyse dieser Daten erfolgte mit einem optischen Modell mit einem Zentral-, einem Spin-Bahn- und einem Tensorterm, welche alle drei komplex sein müssen. Die Parameter des Zentralpotentials lassen sich auf eine globale Weise als Funktion der Energie der Deuteronen und den Eigenschaften des Targetkerns beschreiben. Die gefundenen Spin-Bahn- und Tensorpotentiale geben eine ausgezeichnete Beschreibung der gemessenen Vektor- und Tensoranalysationsvermögen. Vom globalen Verhalten abweichende, auffallend grosse Amplituden in den Observablen einiger Kerne werden auf Schaleneffekte zurückgeführt. Untersuchungen am Wirkungsquerschnitt und am Vektoranalysationsvermögen zeigen, dass diese Effekte mit Hilfe von Coupled-Channel-Rechnungen auf eine einheitliche, systematische Weise beschrieben werden können.

Proton-induzierte Präequilibriums- α -Emission bei $E_p = 72$ MeV

Z. LEWANDOWSKI,¹⁾ E. LÖFFLER und R. WAGNER
(Institut für Physik der Universität Basel)

H. H. MÜLLER, W. REICHART und P. SCHÖBER
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Mit einem 72 MeV Protonenstrahl des SIN-Injektor-Zyklotrons wurden α - und ^3He -Spektren aus der $^{59}\text{Co}(p, \alpha x)$ - und der $^{197}\text{Au}(p, \alpha x)$ -Reaktion bei verschiedenen Winkeln mit Hilfe von Si-Teleskopen gemessen. Die Analyse der winkelintegrierten α -Spektren erfolgt im Rahmen des Exziton-Modells. Unsere Protoninduzierten α - und ^3He -Spektren werden mit $(\pi^-, \alpha x)$ -Daten gestoppter Pionen verglichen.

¹⁾ Beurlaubt vom Institute of Nuclear Physics, Krakow, Polen.

Broad peaks in molecular X-ray-continua observed in heavy ion collisions

M. STÖCKLI, G. BONANI, P. BÜRGY, E. MORENZONI, CH. STOLLER and W. WÖFLI
(Laboratorium für Kernphysik, Eidg. Techn. Hochschule, CH-8093 Zürich)

The binding energy of some electronic molecular orbitals ($2p\sigma$, $3d\sigma$, $3p\sigma$, $3d\pi$, ...) formed transiently in a slow heavy ion collision shows a flat minimum at a large internuclear distance. It has been predicted, that the molecular X-ray spectra produced by electronic transitions into vacancies in these orbitals should exhibit a well defined peak. Up to now only one peak, probably corresponding to transitions into the $3d\pi$ minimum has been found.

We have observed two other broad peaks, which can be attributed to transitions into the $2p\sigma$ and $3d\sigma$ minima. It is shown that the peaks disappear completely if the adiabaticity parameter η is larger than $\eta > 0.16$ ($\eta = V_{\text{projectil}}/V_{\text{electron}}$).

X-rays from 1 GeV $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ and $^{209}\text{Bi} + ^{209}\text{Bi}$ collisions

E. MORENZONI, CH. STOLLER and W. WÖFLI,
(Laboratorium für Kernphysik, Eidg. Techn. Hochschule, CH-8093 Zürich)

W. E. MEYERHOF and D. L. CLARK,
(Department of Physics, Stanford University, Stanford, CA 94305, USA)

F. FOLKMANN, P. VINCENT, P. H. MOKLER and P. ARMBRUSTER
(Gesellschaft für Schwerionenforschung, D-6100 Darmstadt, Germany)

We have determined the spectra of continuum X-rays above the characteristic K -lines for 4.5–4.8 MeV/u $^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$, $\text{Pb} \rightarrow \text{Bi}$, $\text{Bi} \rightarrow \text{Pb}$ and $\text{Bi} \rightarrow \text{Bi}$ collisions. Above ~ 400 keV X-ray energy, the spectral shape and intensity agree with calculations of Kirsch et al. [1] for the $1s\sigma$ molecular orbital (MO) X-ray spectrum from Pb–Pb. Deviations from the theory below ~ 400 keV suggest transitions to other MO's. The anisotropy of the MO spectra reveals a weak but distinct structure.

REFERENCE

- [1] J. KIRSCH, W. BETZ, J. REINHARDT, G. SOFF, B. MÜLLER and W. GREINER, Phys. Lett. 72B, 298 (1978).

Bestimmung des Niveauschemas von ^{167}Tm mit Hilfe der Reaktion $^{165}\text{Ho}(\alpha, 2n\gamma)^{167}\text{Tm}$

V. IONESCU, J. KERN, C. NORDMANN und S. OLBRICH

(Physikinstitut der Universität, 1700 Fribourg)

und W. REICHART

(Physikinstitut der Universität, 8000 Zürich)

Die γ -Strahlung nach der Reaktion $^{165}\text{Ho}(\alpha, 2n\gamma)^{167}\text{Tm}$ wurde mit Ge(Li)-Detektoren und mit einem Anti-Compton-Spektrometer gemessen. Die Auswertung von γ -Einzelspektren, γ -Anregungsfunktionen, γ -Winkelverteilungen und γ - γ Koinzidenzen ergab ein in zweierlei Hinsicht verbessertes Niveauschema für ^{167}Tm : Die bekannten Rotationsbanden wurden bis zu den höheren Spinwerten 31/2 bzw. 33/2 erweitert und vier neue Rotationsbanden konnten erstellt werden.

Die Bedeutung der Resultate wird diskutiert.

Distributions angulaires dans Tm^{167}

V. IONESCU, J. KERN, S. OLBRICH et C. NORDMANN

(Institut de Physique, Université de Fribourg)

et W. REICHART

(Institut de Physique, Université de Zürich)

L'émission de rayons γ consécutive à une radiation de type (HI, xn) est fortement anisotrope. L'étude des distributions angulaires est utilisée pour déterminer les multipolarités, les spins et les mélanges de polarités, indépendamment de considérations de modèle.

Toutefois l'augmentation de la précision expérimentale des paramètres des distributions montre que les hypothèses théoriques actuellement admises ne permettent pas de les reproduire correctement.

Une nouvelle méthode est présentée pour résoudre ces difficultés.

Calculations of particle emission after the nuclear pion capture at rest

T. KOZLOWSKI

(LHE-ETH Zürich)

and A. ZGLINSKI

(Physik-Institut der Universität Zurich)

We calculated the inclusive spectra of emitted particles for ^{59}Co and ^{197}Au targets assuming that the pion is captured by an uncorrelated pair of nucleons. The hybrid model was used for the precompound emission, followed by a detailed

treatment of the evaporation cascade. The calculated spectra of neutrons, protons and deuterons in both the evaporation and high energy parts as well as the yields of the residual nuclei are in a good agreement with the experiment provided the capture ratio W_{np}/W_{pp} equal to 2–3.

Physique théorique

On the problem of periodic versus free boundary conditions for Coulomb systems

PH. CHOQUARD

(Laboratoire de Physique Théorique, EPFL 14, Avenue de l'Eglise-Anglaise-1006 Lausanne)

A well known problem in the theory of Coulomb systems such as dielectrics is that of taming the effects resulting from the difference between free and periodic boundary condition applied to them. To this end, we introduce here a resolution of the bare Coulomb interaction, say $c(x)$, with $x \in R^v$, in terms of differences of absolutely converging series, one is a properly defined Green's function $G_\Lambda(x)$ of a macroscopic Bravais lattice of cell volume $|\Lambda|$ and shape $\Lambda/|\Lambda|$; the other, $D_\Lambda(x)$, a function identified as a Depolarization potential. By means of the auxiliary potential

$$\Gamma(x) = c(x) - 2 \frac{1}{|\Lambda|} \int dy c(x-y) + \frac{1}{|\Lambda|^2} \int_\Lambda dy \int_\Lambda dz c(x-y+z)$$

which decays rapidly enough as $|x| \rightarrow \infty$, and by using twice Newton's theorem, explicit expression for $G_\Lambda(x)$ and $D_\Lambda(x)$ can be given.

Application to shape-dependent effects such as e.g. L.O.-T.O. splitting of $q \rightarrow 0$ modes in ionic crystals is presented.

Theory of surface melting

L. PIETRONERO

(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden, Switzerland)

E. TOSATTI

(International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy)

We study the breakdown of the harmonic description of a solid by means of the selfconsistent harmonic approximation. In particular we show that the inclusion of termination effects as due to a surface lowers of about 10% the temperature at which the instability occurs with respect to the same criterion applied to the infinite solid.

The zero-separation theorems for the distribution functions and the equation of state for hard core fluids

R. TENNE

(Battelle Research Institute, 7, route de Drize, 1227 Carouge-Genève, Suisse)

and B. BARBOY

(Department of Chemistry, University of California, Los Angeles, California 90024 USA)

The behaviour of the different distribution functions at small distances ($r < d_{\alpha\beta}$, where $d_{\alpha\beta}$ is the hard sphere diameter), of a $\nu + 1$ components fluid mixture, reflects the interaction potential and the thermodynamic properties of this system [1-4]. We limit ourselves, in this work, to the following pair potential:

$$u_{\alpha\beta}(r) = \begin{cases} \infty, & r < d_{\alpha\beta} \\ \varphi_{\alpha\beta}(r), & d_{\alpha\beta} < r < a_{\alpha\beta} \\ 0, & a_{\alpha\beta} < r, \end{cases} \quad (1)$$

although the theory can be adapted to any pair potential using an appropriate limiting process. We choose the hard core diameter of the $\nu + 1$ component large enough so that:

$$0 \leq R_{\alpha\nu+1} \equiv \min_{1 \leq \gamma \leq \nu+1} (d_{\gamma\nu+1} - a_{\alpha\gamma}) \quad \text{for all } \alpha \quad (2)$$

In this case we may verify that the distribution function

$$y_{\alpha\nu+1}(r) = g_{\alpha\nu+1}(r) \exp \{B u_{\alpha\nu+1}(r)\}, \quad (3)$$

where $g_{\alpha\beta}(r)$ is the pair correlation function, is related to the chemical potential of the α component through:

$$v_{\alpha\nu+1}(r \leq R_{\alpha\nu+1}) = \frac{\exp \{\beta \mu_{\alpha}\}}{\rho_{\alpha} \lambda_{\alpha}^3}. \quad (4)$$

Here $\ln \rho_{\alpha} \lambda_{\alpha}^3$ is the ideal gas chemical potential of the α component. Note the following points:

- (a) Eq. (4) is the first in a hierarchy of equations for higher order distribution functions.
- (b) It is not limited to a spherical symmetry [2].
- (c) $d_{\alpha\beta}$ and $a_{\alpha\beta}$ are not additive necessarily [1].

Taking the limit of the $\nu + 1$ component density ($\rho_{\nu+1}$) going to zero and using the Gibbs-Duhem relation the equation of state follows:

$$\beta p = \rho + \sum_{\alpha=1}^{\nu} \sum_{\gamma=1}^{\alpha} \int_0^{\rho_{\alpha}} dp'_{\alpha} \rho_{\gamma} \frac{\partial}{\partial \rho'_{\alpha}} \ln y_{\gamma, \nu+1}(r \leq R_{\gamma\nu+1}), \quad p = \sum_{\alpha=1}^{\nu} \rho_{\alpha} \quad (5)$$

The equation of state, and the first virial coefficients of the pure hard-sphere (HS) fluid ($\varphi(r) = 0$ in eq. (1)) via the Percus-Yevick (PY) approximation do not agree well with the computer results [3]. Surprisingly, however, the results for the sticky hard sphere (SHS) fluid ($\exp \{-\beta \varphi(r)\} = (d/2\tau) \delta(r - d_-)$) is in qualitative agreement with the rest of the equations of state [3]. In the Table below we compare

Table

	Compressibility	Energy	Zero-separation
T_c	0.5858	0.7110	0.702
η_c	0.1213	0.32	0.11
$\vartheta_0 \beta_c p_c$	0.04602	0.1024	0.0451
$\beta_c p_c$	0.3794	0.32	0.41
ρ_c			

the critical parameters for the SHS fluid from the different equations of state.

$$\left(\nu_0 = \frac{\pi}{6} d^3 j \eta = \nu_0 \rho j \beta = 1/kT \right)$$

The formulation of this theorem to inhomogeneous systems under the effect of an external force field is possible [4]. In the simplest case we may use it for two dimensional (submonolayer) surface adsorption. The expression for the spreading pressure $\phi(\theta)$ appears similar to eq. (5) and the adsorption isotherm $p(\theta)$ reads:

$$p = \sum_{\alpha=1}^{\nu} p_{\alpha} = \sum_{\alpha=1}^{\nu} p_{\alpha id} y_{\alpha \nu+1} (\tau_{\alpha \nu+1} \leq R_{\alpha \nu+1}). \quad (6)$$

Here $\theta = a_0 \Gamma$ with $a_0 = (\pi/4) d_{\nu+1}^2$ and $\Gamma = (1/A) \sum_{\alpha=1}^{\nu} N_{\alpha}$ is the surface density. In eq. (6) $P_{\alpha id}$ is the adsorption isotherm for the ideal two dimensional (α) fluid at a density θ_{α}

$$\beta p_{\alpha id} = N_{\alpha} / q_{\alpha} \quad (7)$$

in which q_{α} is the single (α) particle partition function in the presence of the adsorbant.

The behaviour of the gradient of the distribution functions at zero separation is of special interest since it reveals some salient features of the interaction potential. We shall not elaborate on the evaluation of the gradient but rather bring the result and comment on the consequences following from it:

$$\vartheta_0 \frac{dy_{\alpha\beta}(r)}{dr} \Big|_{r=0} = -\pi \sum_{\gamma=1}^{\nu} \sum_{\sigma_{\alpha\gamma}, \sigma_{\beta\gamma}} \eta_{\gamma} \delta_{\sigma_{\alpha\gamma}, \sigma_{\beta\gamma}} \Delta_{\alpha\gamma} \Delta_{\beta\gamma} \sigma_{\alpha\gamma} \sigma_{\beta\gamma} \times y_{\alpha\beta\gamma}^{(3)}(0, \sigma_{\alpha\gamma}, \sigma_{\beta\gamma}) \quad (8)$$

where

$$\Delta_{\alpha\beta} = \lim_{r \rightarrow \sigma_{\alpha\beta}+} f_{\alpha\beta}(r) - \lim_{r \rightarrow \sigma_{\alpha\beta}-} f_{\alpha\beta}(r)$$

and $f_{\alpha\beta}(r) = \exp \{-\beta u_{\alpha\beta}(r)\} - 1$. $\delta_{\sigma_{\alpha\gamma}, \sigma_{\beta\gamma}}$ is the kronecker sign (1 if $\sigma_{\alpha\gamma} = \sigma_{\beta\gamma}$, zero elsewhere).

Thus the gradient of $y_{\alpha\beta}$ at ZS vanishes if all interaction potentials in the system are continuous. It may be positive, e.g. in the case $d_{\beta\gamma} = a_{\alpha\gamma}$ (the end of the well for a square well interaction), in this case $y_{\alpha\beta}$ goes through a maximum for $0 < r < d_{\alpha\beta}$. In most cases $y_{\alpha\beta}$ is however a monotonic decreasing function inside the hard core.

For pure HS fluid eq. (8) turns into

$$\ln y'(0) = -\pi\rho d^2 y(d) \quad (9)$$

and is thus directly connected to the virial pressure. The direct correlation function $C(r)$ for a HS fluid reads at ZS [5].

$$-c(0) = y(0) - d(0) = \frac{\partial \beta v_0 p}{\partial \eta} + 4\pi\rho \int_0^\infty r^2 dr g(r) d(r) \quad (10)$$

in which $d(r) = C(r) - f(r)y(r)$ is the long range part of $C(r)$.

REFERENCES

- [1] B. BARBOY and R. TENNE, Mol. Phys. 31, 1749 (1976).
- [2] B. BARBOY and R. TENNE, Mol. Phys. 33, 331 (1977).
- [3] B. BARBOY and R. TENNE, Chem. Phys. (in press) and references therein.
- [4] R. TENNE and B. BARBOY, to be submitted.
- [5] D. HENDERSON and E. W. GRUNDKE, J. Chem. Phys. 63, 601 (1975).

Sur les états d'équilibre de systèmes classiques avec forces de portée quelconque

CH. GRUBER, CH. LUGRIN et PH. A. MARTIN

(Laboratoire de Physique Théorique, Ecole Polytechnique Fédérale, CH-1001 Lausanne)

On considère un système classique formé de N types de particules chargées avec forces d'interaction de portée infinie, plongé éventuellement dans un bain de densité ρ_B et soumises à un champ constant. (On pense en particulier au cas du jellium et du plasma à deux composantes).

Les états d'équilibre d'un tel système sont définis à partir des solutions de la hiérarchie de BBGKY proprement généralisée. Dans cette généralisation, les états peuvent dépendre, en plus des paramètres thermodynamiques usuels, de certaines géométries spatiales. On étudie les propriétés de tels états en relation avec la portée de la force. On montre qu'un état périodique est nécessairement localement neutre dès que la force décroît comme celle de Coulomb ou moins rapidement.

De plus, on établit que les fonctions de corrélation doivent obéir à certaines règles de somme dès que le clustering est plus rapide que la décroissance de la force à l'infini. On discute l'interprétation et les conséquences de ces règles de somme.

Un modèle de la localisation partielle des gaz adsorbés aux surfaces des solides

E. BERGMANN

(ASUAG, 6, Faubourg du Lac, 2501 Bienne, Suisse)

et R. TENNE

(Institut Battelle, 7, route de Drize, 1227 Carouge/Ge, Suisse)

Résumé. Les adsorbats partiellement localisés sont considérés comme mélange de deux fluides, un fluide localisé et un fluide mobile en équilibre chimique.

Introduction

Dans le cas de l'adsorption de gaz aux surfaces des solides, certaines approximations permettent dans plusieurs systèmes la réduction du problème à celui de la structure d'une couche bidimensionnelle. Du point de vue mécanique statistique, le système est alors caractérisé par les paramètres suivants:

$\Delta\varepsilon$ énergie d'activation pour la diffusion à la surface $a(1+\nu)$ distance entre deux sites d'adsorption localisée, et, si on choisit p.e. pour l'interaction entre les molécules un potentiel de pot carré:

a , diamètre de disques durs, éventuellement dépendant de la température,
 ε profondeur du pot,
 χ^a épaisseur du pot

Si l'adsorbat et l'adsorbant ont la même structure à la température d'épitaxie, ν est appelé le malassortiment des deux réseaux.

Les paramètres qui décrivent les propriétés thermodynamiques de l'adsorbat sont:

$\theta = N/A$, le taux de couverture de la surface, définie comme quotient entre le nombre adsorbé et la surface ouverte de l'adsorbant.

T température de l'adsorbat

ϕ , pression de diffraction de l'adsorbat

Ces trois quantités sont liées par l'équation d'état bidimensionnelle. Au lieu de ϕ on mesure la pression du gaz dans l'enceinte, p , qui est liée à θ par l'isotherme, qu'on peut calculer à partir de l'équation d'état avec une intégration. Une famille d'isothermes permet le calcul de la chaleur isostérique de l'adsorption, q , définie comme

$$q = kT^2 \left(\frac{\partial \ln p}{\partial T} \right)_{\theta = \text{const}}$$

q^* sera la différence entre q et la quantité pour l'adsorption d'un gaz idéal.

Modèle et solution

Nous approximations le fluide localisé par un fluide modèle avec un diamètre de disque $a(1+\nu)$ et nous utilisons une expansion de perturbation en fonction d'Ursell-Mayer pour les forces d'attraction. Ainsi, le système de référence de notre fluide est un mélange de disques durs à diamètre nonadditif (NAHD). Les deux composants sont en équilibre chimique. Nous résolvons ce problème par la théorie du particule échelonné [1]. La première figure montre l'excès du facteur de compressibilité pour ce mélange, défini comme

$$Z_{\text{ex}} = Z_{\text{NAHD}} - Z_{\text{AHD}}, \quad Z = \frac{\phi}{\theta kT},$$

en fonction de sa composition. On voit que le minimum de l'excès se déplace vers des concentrations de molécules localisés plus fortes, quand le malassortiment des deux réseaux augmente.

La décroissance monotone de la chaleur d'adsorption isostérique avec la température, qu'on observe dans l'autre figure, est due à la fonte progressive du fluide localisé qui est accompagnée d'une perte $\Delta\epsilon$.

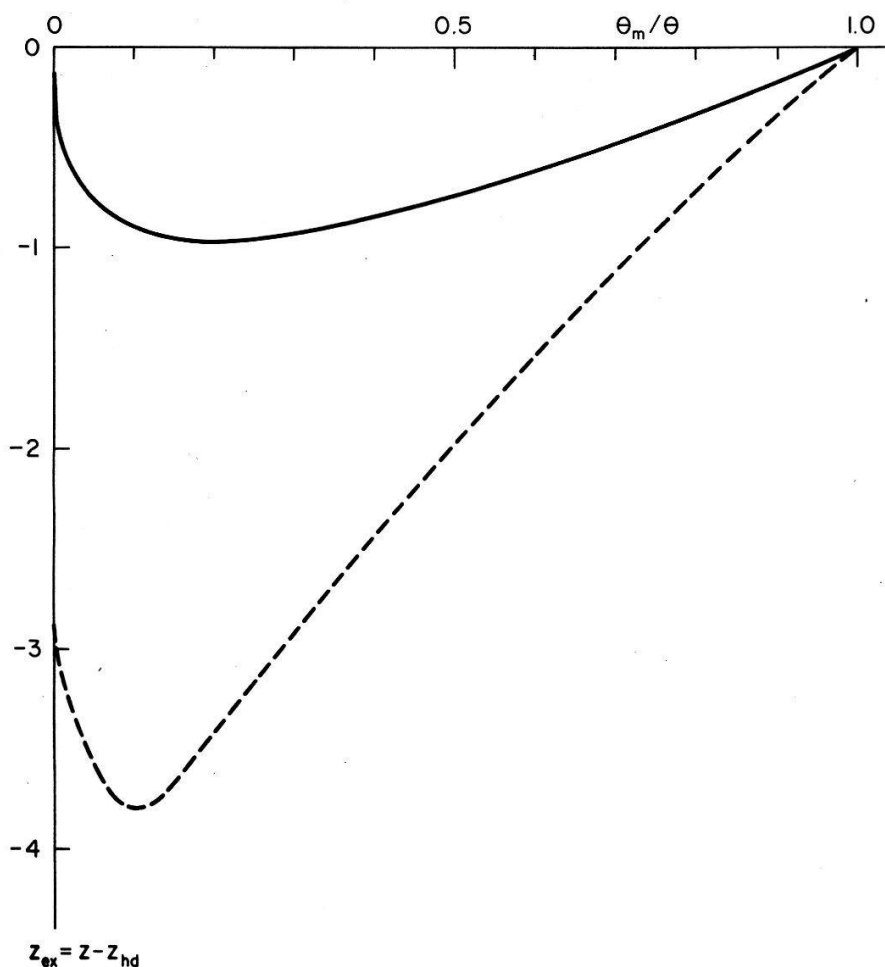


Figure 1

Excès du facteur de compressibilité en fonction de la composition pour un taux de couverture réduit $\theta^* = (\pi/16)a^2(3+(1+\nu)^2)$ pour des malassortiments $\nu = 0.1$: — et $\nu = 0.2$: ----.

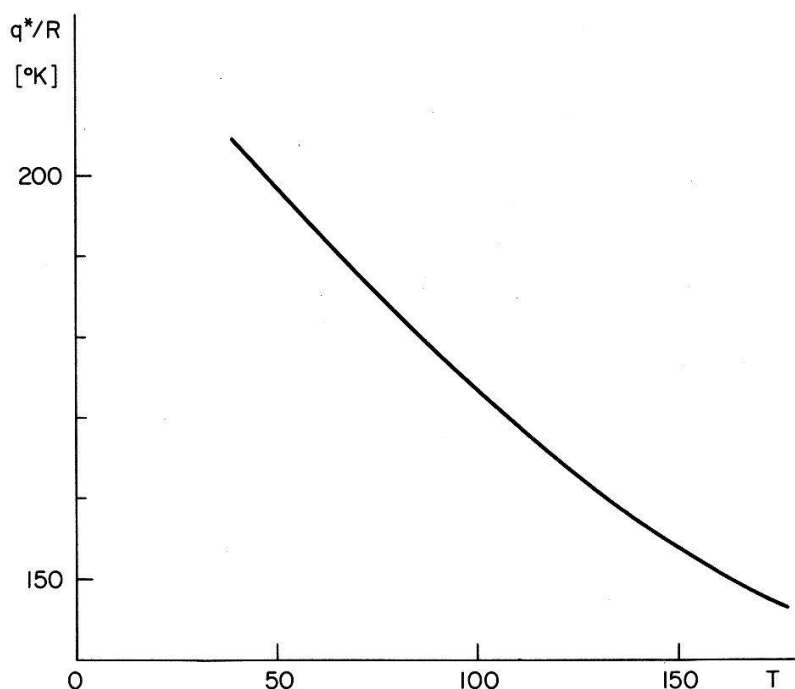


Figure 2

Chaleur isostérique d'adsorption en fonction de la température pour le système de référence.

Puisque la théorie du particule échelonné ne donne pas de distribution radiale, nous avons utilisé pour celle-ci une expansion virielle. Les résultats pour le système complet [2] donnent une description de l'affectation de

- la localisation
- la condensation bidimensionnelle
- les isothermes

par le malassortiment ν et la hauteur de la barrière $\Delta\epsilon$. Le résultat le plus important nous semble la baisse de la température critique de condensation bidimensionnelle avec ν , qui se prête à la confusion avec l'influence du substrat sur les forces intermoléculaires dans l'adsorbat.

RÉFÉRENCES

- [1] R. TENNE et E. BERGMANN, J. chem. phys. 70, 1952 1979).
- [2] R. TENNE et E. BERGMANN, submitted to Phys. Rev. B.

Dynamik einer Störstelle am displaziven Phasenübergang

K.-H. HOECK,
(Ruhr-Universität Bochum)

R. SCHÄFER und H. THOMAS
(Institut für Physik, Universität Basel)

Wir studieren das dynamische Verhalten einer weichen Störstelle unterhalb der lokalen Ausfrieretemperatur in einem Wirtskristall, der einen displaziven

Phasenübergang macht. Wir berechnen die störstelleninduzierte Mode und die dynamische Autokorrelationsfunktion in Molekularfeldapproximation. Weiterhin diskutieren wir eine mögliche Dynamik des lokalen Ordnungsparameters.

Anharmonic oscillator model for dispersive optical bistability

A. SELLONI

(Laboratoire de Physique Théorique, EPFL, Lausanne)

and P. SCHWENDIMANN

(Institut für Theoretische Physik, Universität Bern)

A quartic anharmonic oscillator coupled to an e.m. field is shown to describe purely dispersive optical bistability occurring only away from the resonance and without saturation of absorption. The stationary states and the linearized time evolution are analyzed in the mean-field approximation.

Competing instabilities in one-dimensional electron systems

D. BAERISWYL

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

and J. J. FORNEY

(Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne)

The current interest in low-dimensional materials originates from the great variety of instabilities which have been observed experimentally or predicted theoretically. Among these the most important examples are singlet and triplet superconductivity, charge- and spin-density waves.

We study the competition of these instabilities within a one-dimensional model of interacting electrons, using a mean-field approximation for the ground-state. In agreement with other theories we find that, depending on the values of the coupling constants g_1 (backward scattering) and g_2 (forward scattering) all four above mentioned instabilities can occur. The phase diagram in the g_1 - g_2 plane as determined by the minimum of the ground-state energy has the familiar form: singlet superconductivity for $2g_2 < g_1 < 0$, triplet superconductivity for $2g_2 < g_1$, $0 < g_1$, spin-density waves for $0 < g_1 < 2g_2$, charge-density waves for $g_1 < 0$, $g_1 < 2g_2$.

By treating the difference between the full and the mean-field Hamiltonian as a perturbation it is shown that the energies of the two superconducting phases coincide on the line $g_1 = 0$, $g_2 < 0$ to all orders of perturbation theory. The same holds for the two density wave instabilities on the line $g_1 = 0$, $g_2 > 0$. Whether or not a similar argument can be given for the line $g_1 = 2g_2$ is not yet clear.

We consider also the question if different kinds of instabilities can coexist. Due to restrictions imposed by the Pauli principle this turns out to be very improbable. In fact, in all cases studied the ground-state energy associated with

coexistent instabilities is found to be higher than that associated with a single broken symmetry.

Derivation of generalized nonlinear Langevin equations and the continuous Markov approximation

P. HÄNGGI and P. TALKNER

(Institut für Theoret. Physik, Stuttgart, FRG)

Starting from classical Hamiltonian mechanics we derive generalized nonlinear Langevin equations in which the effect of the initial preparation is taken explicitly into account. The memory functions are given by fluctuation-dissipation theorems of the second kind. Further, in the continuous Markov approximation our projector method yields for the resulting nonlinear stochastic differential equation the Ito-interpretation. Finally, we compare our approach with the theory of Mori.

Dynamic and static properties of the sine-Gordon chain (with film)

T. SCHNEIDER and E. STOLL

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland)

Using the transfer-integral technique and our molecular-dynamics technique, we studied the static and dynamic properties of the sine-Gordon chain. Our results include: evidence for new kink and breather excitation branches, a long time tail suggesting the nonexistence of the self-diffusion coefficient. Our results also suggest that the mapping of CsNiF_3 onto the sine-Gordon chain makes sense. Moreover we offer an alternative interpretation of the neutron spectra.

Rapports de la Session de Printemps de la Société Suisse de Physique à Bâle les 5 et 6 Avril 1979 . 329

Probst, P.-A., MacInnes, W.M., and Huguenin, R.: New RFSE measurements of the electron-photon scattering frequency on the 1st and 2nd band hole Fermi surface sheets of cadmium . . .	333
Probst, P.-A., MacInnes, W.M., and Huguenin, R.: New RFSE measurements of electron-electron scattering in cadmium and copper	333
van der Maas, J., Huguenin, R., and Rizzuto, C.: An experimental comparison of resistivity measurements under size effect conditions	334
van der Maas, J., Huguenin, R., and Rizzuto, C.: On the temperature dependence of the resistivity of indium under size effect conditions	334
Pfluger, P., Jeker, R., Müller, M., Ackermann, K.P., Gubler, U., Oelhafen, P., Künzi, H.U., und Güntherodt, H.-J.: Physikalische Eigenschaften von Graphiteinlagerungsverbindungen	335
Schaller, R.: Une installation de mesure de la résistivité électrique d'échantillons métalliques . . .	335
Pietronero, L., Strässler, S., and Zeller, H.R.: The microwave conductivity of solid electrolytes . . .	335
Andreoni, W., and Baldereschi, A.: Bonding Wannier functions in cubic semiconductors	336
Nolting, W.: Exakte Resultate zum Temperaturverhalten des Leitungsbandes eines ferromagnetischen Halbleiters	336
Wasmer, E., Fünfschilling, J., und Zschokke-Gränacher, I.: Bestimmung der energetischen Verteilung der Sites eines Phosphoreszenzlabels in fester Lösung	336
Fünfschilling, J., und Zschokke-Gränacher, I.: Diskussion der Erhaltung der Site-Energie bei der sensibilisierten Phosphoreszenz	337
Rossinelli, M.: Vibronische Exzitonen in KCN und $K(CN)_xCl_{1-x}$	337
Gobbi, G., Staehli, J.L., Guzzi, M., et Capozzi, V.: Spectres excitoniques et propriétés structurales de GaSe	337
Camani, M., Gyax, F.N., Rüegg, W., Schenck, A., Schilling, H., Graf, H., Recknagel, E., Weidinger, A., und Wichert, Th.: Informationen über die Bandstruktur von Nickel aus μ SR-Knight-Shift-Messungen	342
Schoenes, J., und Vogt, O.: Elektronische Struktur des 5f-Ferromagneten US	342
Manuel, A.A., Samoilov, S., Fischer, Ø., Descouts, P., et Peter, M.: Distribution des correlations angulaires à deux dimensions de la radiation d'annihilation du positron dans l'aluminium	342
Ernest, D., Joss, W., und Walker, E.: Elektronen-Streuung an Silber-Verunreinigungen in Palladium	343
Altwegg, L., und Zschokke-Gränacher, I.: Verzögerte Fluoreszenz und Spinrelaxation in Naphthalin	343
von Burg, K., und Zschokke-Gränacher, I.: Unterschiede in der Wechselwirkung von Triplett-Exzitonen an der Oberfläche und im Volumen von Naphthalinkristallen	344
Kurita, S., and Czaja, W.: Time resolved photoluminescence in a-Si layers	344
Car, R., Selloni, A., and Altarelli, M.: Local-field corrections to donor impurity binding energies in Si	345
Mori, Y., Kayal, A.H., et Jaccard, C.: RPE-DO d'un état localisé dans CsI:Na irradié	345
Metz, H., Decker, W., Doering, K.-P., Gladisch, M., Mansel, W., Orth, H., Herlach, D., zu Putlitz, G., Seeger, A., Wahl, W., Wigand, M., und Yagi, E.: Untersuchung von Fehlstellen in Metallen mit Myonen-Spinrelaxation	345
Cartier, E.: Positronenexperimente zum Ausheilen von Defekten in deformiertem Kupfer und Eisen	346
Heinrich, F., und Zimmermann, U.: Zur Konzentrationsabhängigkeit des Positroneneinfangs in Monovakanzen in Pb-Tl-Legierungen	349
Gremaud, G., et Benoit, W.: Étude de la mobilité des dislocations par ultrasons	351
Eib, W., Landolt, M., und Wilkens, B.: Spinpolarisation feldemittierter Elektronen aus Ni(111) mit Chemisorption von CO	351
Reihl, B., Schärli, M., und Erbudak, M.: Streuung spinpolarisierter Elektronen an Wolfram (100)	351
Schlapbach, L., und Brundle, C.R.: Der Einfluss von O ₂ , H ₂ , H ₂ O und SO ₂ auf die Oberflächen-segregation in LaNi ₅	352
Boeni, P., und Bilgram, J.: Rauigkeit an der Phasengrenze Eis Wasser	353
Hufnagl, E., Schreyer, D., Châtelain, A., et Höchli, U.T.: Effet des couches de surface sur le contact de Schottky Au-CdS	354
Badertscher, G., Lüthy, W., Salathé, R.P., Affolter, K., und Wittmer, M.: Alloying of ohmic contacts on GaAs double-heterostructure lasers by irradiation with Nd:YAG laser	359
Buttet, J., Car, R., und Myles, C.W.: Size dependence of the CESR g shift in a small sodium particle	363
Rechsteiner, R., et Ganière, J.-D.: Sur la formation de jet d'amas d'atomes par détente supersonique	364

Sattler, K., Mühlbach, J., und Recknagel, E.: Emission von Clustern aus festem und flüssigem Antimon	364
Tichy, K., Benes, J., Kind, R., and Arend, H.: Structure of perovskite-type layer compound $\text{NH}_3(\text{CH}_2)_4\text{NH}_3\text{MnCl}_4$ below and above phase-transition temperature determined by neutron diffraction	364
Meister, J.J., Buffat, Ph., et Gotthardt, R.: Observation par microscopie electronique (MET) de la transformation martensitique d'un alliage AuCuZn	365
Grisel, A., et Wieting, T.J.: Modes principaux de vibrations dans les composés ZrSe_3 , ZrS_3 et HfS_3	365
Joller, J.M.: Theorie für XPS für Kristalle	366
Ott, H.R., and Odoni, W.: The low temperature thermal conductivity of ErRh_4B_4	366
Odoni, W., und Ott, H.R.: Wärmeleitungsmessungen an Blei im supraleitenden und im Zwischenzustand unter 1K	367
Baillif, R., Flükiger, R., et Yvon, K.: Modifications à basse température dans le système $\text{Cu}_x\text{Mo}_6\text{S}_8$	367
Odermatt, R., Hardiman, M., Barnes, S.E., Pellisson, J., et Peter, M.: RPE du Gd dans XMo_6S_8 , $\text{X} = \text{Pb}, \text{Sn}$	367
Flükiger, R., Jorda, J.L., et Fischer, P.: Ordre atomique, stabilité et supraconductivité dans le système $\text{Nb}_{1-\beta}\text{Al}_\beta$ de structure Al_5	368
Gladisch, M., Herlach, D., Metz, H., Orth, H., zu Putlitz, G., Seeger, A., Wahl, W., und Wigand, M.: Myon-Spinrelaxation in Supraleitern.	369
Berchier, J.L., et Sanchez, D.H.: Réseaux de dimension finie de ponts à effet de proximité.	369
Berchier, J.L., Weiss, L., et Sanchez, D.H.: Effets de taille sur la résistance normale de longs microponts	369
Batlogg, B., Ott, H.R., Kaldis, E., und Wachter, P.: Magnetische Ordnung in gemischt-valenten Tm Chalcogeniden	369
Christen, M., Sierro, J., and Giovannini, B.: Hall effect in $\text{Gd}_x\text{La}_{1-x}\text{Al}_2$ and $\text{Gd}_x\text{Y}_{1-x}\text{Al}_2$ intermetallic compounds ($x \leq 0.05$)	370
Derighetti, B., und Marxer, H.: Der LMN-Protonenraser als Beispiel eines selbststrahlenden Kernspinsystems	374
Barberis, D., Mettler, J., Reimann, H., Waldner, F., und Arend, H.: ESR-Untersuchungen der Spinsysteme $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2(\text{Cu}_x\text{Mn}_{1-x})\text{Cl}_4$, $0 \leq x \leq 1$	374
Perrin, B., Descouts, P., et Hedgcock, F.T.: Étude par RMN de composés SnTe dopés avec Mn ..	375
Bösiger, P., Brun, E., und Meier, D.: Instabilitäten und Phasenübergänge 1.Ordnung des Rubin-Rasers	375
Rüegg, K., Hofmann, W., Kündig, W., und Meier, P.F.: Müon Spin Rotation in den Antiferromagneten $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ und Cr_2O_3	376
Boekema, C., Denison, A., Kündig, W., Reichart, W., und Rüegg, K.: Temperature and doping dependences of the muonium states in Si and Ge	376
Pereira, R.F.R., and Meyer, E.: A simple method for measuring the superconducting critical temperature of small ($\geq 10 \mu\text{g}$) samples.	377
Kuwasawa, Y., Rinderer, L., Burri, G., and Matthias, B.T.: Josephson tunneling into a superconducting ferromagnet	377
Künzi, H.U., Agyeman, K., und Güntherodt, H.-J.: Thermisch aktivierte Peaks in der inneren Reibung metallischer Gläser	378
Oelhafen, P., Hauser, E., und Güntherodt, H.-J.: UPS/XPS/AES Untersuchungen an metallischen Gläsern	378
Ackermann, K.P., Liard, M., Güntherodt, H.-J., Schlegel, A., und Wachter, P.: Optische Eigenschaften glasartiger und flüssiger Metalle	378
Hauser, E., und Tuac, J.: Optische Eigenschaften amorpher Au-Si Legierungen	379
Müller, M., und Güntherodt, H.-J.: Magnetische Eigenschaften flüssiger und glasartiger Legierungen von Seltenen Erden und Übergangsmetallen	379
Delley, B., und Beck, H.: Einfluss der s-f Austauschwechselwirkung auf den elektrischen Widerstand von flüssigem Gadolinium	379
Tirbonod, B.: Effet de la déformation de mesure sur le frottement intérieur basse fréquence dans l'alliage TiNi équiatomique	380
Koshimizu, S., Mondino, M., et Benoit, W.: Mesures de frottement intérieur sur l'alliage CuZnAl pendant la transformation martensitique.	380
Schaller, R., et Benoit, W.: Mesure du volume d'activation associé aux phénomènes de microfluage	381
Baudraz, F.: Mesures de frottement intérieur liées à la présence d'amas de défauts dans l'aluminium pur	382
Cartier, E.: Positron annihilation in Fe-Ni metallic glasses	383

Krieg, J., und Oelhafen, P.: Energieverlustmessungen an flüssigen und amorphen Metallen	383
Kunz, R.E., und Lukosz, W.: Beeinflussung von Fluoreszenz-Abklingzeiten durch Änderung der optischen Umgebung der emittierenden Moleküle	384
Kunz, R.E., und Lukosz, W.: Messung der Richtcharakteristik der Fluoreszenz sehr dünner Schichten zur Bestimmung ihrer Dicke und Brechzahl	384
Ricka, J.: Die Möglichkeiten eines einfachen Pulsfluorometers	385
Héiniger, F., und Tschudi, T.: Moiré-Interferometrie	385
Tschudi, T., Laeri, F., und Schneeberger, B.: Kohärent optische Korrelatoren in der Informationsverarbeitung	385
Schneeberger, B., Laeri, F., und Tschudi, T.: Inkohärent-kohärent Bildwandler	386
Laeri, F., Schneeberger, B., und Tschudi, T.: Möglichkeiten und Grenzen eines räumlichen Phasenmodulators nach dem Prinzip der modulierbaren Flüssigkeitsschicht	386
Iqbal, Z., Weidekamm, E., and Romero, O.: Resonance-Raman scattering and conformation of membrane-active biomolecules	386
Magnin, P., Borcard, B., Hiltbrand, E., et Béné, G.: Identification in situ de fluides physiologiques humains par mesure des temps de relaxation	388
Béné, G., Hiltbrand, E., Borcard, B., et Magnin, P.: Étude de phénomènes biologiques dynamiques par relaxation nucléaire dans le champ terrestre	390
Şahin, S., Erişen, A., Selvi, S., and Yalçın, Ş.: Reflector drums as control mechanism for compact thermionic space craft reactor with U-233 as fuel	394
Şahin, S., Erişen, A., Selvi, S., and Yalçın, Ş.: Limited protection against enhanced radiation warhead	394
Baur, H., und Signer, P.: Numerische Simulation einer Ionenquelle für Gasmassenspektrometer	395
Lädrach, P., Donaldson, T.P., und Balmer, J.: Berechnungen zum elektrischen Feldverlauf im lasererzeugten Plasma	395
Schwarzenbach, P., Donaldson, T.P., und Balmer, J.: Experimentelle Ergebnisse zur Wechselwirkung von kurzen Nd: YAG-Laserpulsen mit Plasmen	395
Bourquard, S., Kocian, P., et Mayor, J.-M.: Dépendance radiale de la distribution d'énergie des électrons dans les plasmas de gaz moléculaires	396
Bonani, G., Suter, M., Jung, H., Stoller, Ch., Stöckli, M., and Wölfl, W.: A digitally controlled scanning microprobe for protons and heavy ions	396
Dubler, T., Käser, K., Robert-Tissot, B., Schaller, L.A., Schellenberg, L., und Schneuwly, H.: Myonische Röntgenintensitäten in Phosphor- und Selenmodifikationen	396
Brinkmann, D., und Kuhn, D.: Kernmagnetische Relaxation von ^{83}Kr im Krypton Gas	397
Maeder, D.G., Sanderson, B.I., et Sillou, A.: Émissions acoustiques en régime de flexion	397
Rast, J., Cartier, F., Kneubühl, F., Huguenin, D., und Müller, E.A.: Messung des Sonnenspektrums im fernen Infrarot	400
Flückiger, E., und Debrunner, H.: Zum Magnetfeld partieller magnetosphärischer Stromsysteme	400
Kunz, St., Bochler, P., und Geiss, J.: Erste Resultate vom Sonnenwindspektrometer auf der ISEE-C-Raumsonde	405
Wieler, R., Funk, H., Horn, P., und Signer, P.: Die Häufigkeiten der Leichten Edelgase im Sonnenwind vor 500 Millionen Jahren	405
Krähenbühl, U., von Gunten, H.R., Jost, D., Meyer, G., und Wegmüller, F.: Haupt- und Spurenelemente in Korngrößenfraktionen des Apollo-17 Bohrkerns 74001	406
Etique, Ph., Funk, H., Horn, P., et Signer, P.: Une étude approfondie des gaz rares légers contenus dans les plagioclases de l'échantillon de sol lunaire 61501	409
Anliker, P., und Weber, H.P.: Optische Homogenität von Flüssigkeits-Jets für Hochleistungs-Farbstofflaser	410
Frankowski, I., und Wohlleben, D.: Punktkontakt-Kennlinien an YbCuAl und LuCuAl	410
Roulet, M.E., Schwob, P., Affolter, K., Lüthy, W., von Allmen, M., Fallavier, M., Mackowski, J.M., Nicolet, M.A., et Thomas, J.P.: Recuit par laser de silicium épitaxial sur saphir	411
Gilgen, H., Salathé, R., und Froidevaux, Y.: Herstellung von optischen Wellenleitern in AlGaAs Schichtstrukturen mittels Laserbestrahlung	411
Siregar, M.R.T., Lüthy, W., und Affolter, K.: Laser assisted doping of silicon with Ga and As	411
Affolter, K., Lüthy, W., und Fuhrer, M.: Durch Laserbestrahlung hervorgerufene Deformationen auf Silizium	412
Salathé, R., Badertscher, G., und Lüthy, W.: Laserdioden mit Streifenkontakten hergestellt durch Laserlegieren	412
Hribovsek, B.J.: Metalldestillation	412
Sick, I.: Quasielastische Elektronenstreuung	413
Abela, R., Backenstoss, G., Izyski, M., Kowald, W., Schwanner, I., Tauscher, L., Weyer, H.J., Doerr, M., Fetscher, W., Guigas, R., Gotta, D., Poth, H., Schmidt, G., und Ullrich, H.: Isotopieeffekte an leichten pionischen Atomen	413

Daum, M., Eaton, G.H., Frosch, R., Hirschmann, H., Horisberger, R., McCulloch, J., Steiner, E., Hausammann, R., and Hess, R.: Measurement of cross sections for the production of charged pions by 585 MeV protons	414
Dey, W., Povel, H.P., Walter, H.K., Engfer, R., Eichenberger, W., Schaaf, A.V.D., and Petitjean, C.: A new upper limit for the decay $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$	415
Bistirlich, J.A., Crowe, K.M., Miller, J., Rosenblum, S.S., Rowe, P.C., Shively, F.T., Grilly, E.R., Kerr, E.C., Novak, J., Shermann, R.H., Braendle, H., Strassner, G., and Truöl, P.: Resonances in the trineutron-system?	415
Abela, R., Backenstoss, G., Kowald, W., Wuest, J., Seiler, H.G., Seiler, M., und Simons, L.M.: Test einer low-level-Zählapparatur	416
Junke, C., Corfu, R., Egger, J.-P., Gretillat, P., Piffaretti, J., Schwarz, E., Jansen, J., Perrin, C., et Freedom, B.: Diffusion inélastique des pions sur ^{12}C , ^{18}O , ^{28}Si et ^{52}Cr	417
Chabloy, B., et Huguenin, P.: Paramètre d'impact pour un angle de diffusion donné	417
Abela, R., Kunold, W., Metzner, R., und Simons, L.M.: Zirkularpolarisation myonischer Röntgenstrahlung	418
Abela, R., Kunold, W., Metzner, R., Simons, L.M., und Pilkuhn, H.: Messung der Anisotropie myonischer Röntgenstrahlung mit einem eindimensionalen Platin (KCP)-Kristall	419
Abela, R., Kunold, W., Metzner, R., und Simons, L.M.: Messung der Anisotropie der Aussendungsrichtung myonischer Röntgenstrahlung bezüglich der Strahlrichtung	419
Balzer, R., Henneck, R., Jacquemart, Ch., Lang, J., Simonius, M. Haeberli, W., Jaccard, S., Rezzonico, L., und Weddigen, Ch.: Messung der Paritätsverletzung in Proton-Proton-Streuung bei 50 MeV	420
Foroughi, F., Vuilleumier, B., and Nussbaum, C.: Elastic and inelastic scattering of ^4He from ^6Li at 59 MeV	420
Bürgi, H.R., Grüebler, W., Nurzynski, J., König, V., Schmelzbach, P.A., Risler, R., Jenny, B., und Hardekopf, R.A.: Optisches Modell für die elastische Deuteronstreuung	421
Lewandowski, Z., Löffler, E., Wagner, R., Müller, H.H., Reichart, W., und Schober, P.: Proton-induzierte Präequilibriums- γ -Emission bei $E_p = 72$ MeV	421
Stöckli, M., Bonani, G., Bürgy, P., Morenzoni, E., Stoller, Ch., and Wölfli, W.: Broad peaks in molecular X-ray-continua observed in heavy ion collisions	422
Morenzoni, E., Stoller, Ch., Wölfli, W., Meyerhof, W.E., Clark, D.L., Folkmann, F., Vincent, P., Mokler, P.H., and Armbruster, P.: X-rays from 1 GeV $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ and $^{209}\text{Bi} + ^{209}\text{Bi}$ collisions	422
Ionescu, V., Kern, J., Nordmann, C., Olbrich, S., und Reichart, W.: Bestimmung des Niveauschemas von ^{167}Tm mit Hilfe der Reaktion $^{165}\text{Ho}(\alpha, 2n\gamma)^{167}\text{Tm}$	423
Ionescu, V., Kern, J., Olbrich, S., Nordmann, C., et Reichart, W.: Distributions angulaires dans ^{167}Tm	423
Kozłowski, T., and Zgliniski, A.: Calculations of particle emission after the nuclear pion capture at rest	423
Choquard, Ph.: On the problem of periodic versus free boundary conditions for Coulomb systems	424
Pietronero, L., and Tosatti, E.: Theory of surface melting	424
Tenne, R., and Barboy, B.: The zero-separation theorems for the distribution functions and the equation of state for hard core fluids	425
Gruber, Ch., Lugrin, Ch., et Martin, Ph.A.: Sur les états d'équilibre de systèmes classiques avec forces de portée quelconque	427
Bergmann, E., et Tenne, R.: Un modèle de la localisation partielle des gaz adsorbés aux surfaces des solides	428
Hoeck, K.-H., Schäfer, R., und Thomas, H.: Dynamik einer Störstelle am displaziven Phasenübergang	430
Selloni, A., and Schwendimann, P.: Anharmonic oscillator model for dispersive optical bistability	431
Baeriswyl, D., and Forney, J.J.: Competing instabilities in one-dimensional electron systems	431
Hänggi, P., and Talkner, P.: Derivation of generalized nonlinear Langevin equations and the continuous Markov approximation	432
Schneider, T., and Stoll, E.: Dynamic and static properties of the sine-Gordon chain	432