

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 55 (1982)
Heft: 5

Vereinsnachrichten: Rapport de la réunion d'automne de la Société Suisse de Physique (SSP), Bâle, 7 et 8 octobre 1982
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: 14.01.2026

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

Rapport de la réunion d'automne de la Société Suisse de Physique (SSP), Bâle, 7 et 8 octobre 1982

Comité:

Président	Prof. P. Dinichert, Neuchâtel
Vice-Président	Prof. J. Kern, Université de Fribourg
Secrétaire	Prof. H. Beck, Université de Neuchâtel

Membres du Comité

Dr K. Appert, EPF Lausanne, Physique appliquée	(1981)
Prof. H. P. Baltes, Landis & Gyr Zug, Politique scientifique	(1978)
Prof. P. Martinoli, Université de Neuchâtel, Matière condensée	(1982)
Dr J. P. Egger, Université de Neuchâtel, Physique nucléaire et corp.	(1981)
Prof. Ch. Gruber, EPF Lausanne, Physique théorique	(1978)
Prof. M. Peter, Université de Genève, U.I.P.P.A.	(1979)
Dr G. R. Plattner, Université de Bâle, H.P.A.	(1980)

Nouveaux membres (depuis le 20 février 1982 et jusqu'au 12 août 1982): Bischof, Richard (Zürich), Burkhard, Paul (Bern), Caussignac, Philippe (Lausanne), Decroux, Michel (Genève), Depeursinge, Yves (Neuchâtel), Fischer, Ernst (Zürich), Furrer, Alfred M. (Pfungen), Glaus, Ueli (Rüschlikon), Gnepf, Silvio (Zürich), Huiser, André (Lausanne), Kalt, Peter (Zürich), Kostorz, Gernot (Zürich), Matter, Hans (Zürich), Moser, Hans Rudolf (Zürich), Neftel, Albrecht (Bern), Osterwalder, Jürg (Zürich), Quiby, Jean (Zürich), Ritz, Christoph (Fribourg), Rivera, Jean-Pierre (Genève), Rüegsegger, Werner (Zürich), Siegrist, Theo (Zürich), Spsychiger, Herbert (Zürich), Schweizer, Crina-Mariana (Zürich), Tran, Trach-Minh (Lausanne), Vartanian, Rafik (Tehran), Wasmer, Eugen (Basel), Wildmann, Daniel (Zürich), Wittwer, Peter (Genève), Zangger, Pierre (Hauterive).

Procès-verbal de l'Assemblée générale du 8 octobre 1982 à Bâle

Présents: env. 50 personnes

11h15–12h10

ad 1) *Procès-verbal de l'Assemblée générale du 1er avril 1982 à Berne*

Le procès-verbal est adopté.

ad 2) *Communications du Bureau et rapport sur la séance du Comité du 6.10.1982*

– *Prochaines assemblées de la SSP*

– *Réunion de printemps 1983*

les 24 et 25 mars à Fribourg

- *Réunion d'automne 1983* (dans le cadre de la SHSN) dans le Canton du Jura, à Delémont et à Porrentruy
- *EPS*
La liste complète de nos représentants à l'EPS figure dans les "informations diverses" envoyées aux membres fin juin 1982.
- *U.I.P.P.A.*
M. Heini Gränicher (EIR) remplaçant M. Martin Peter, absent à l'étranger, donne un compte rendu des conclusions aussi bien du Comité de la SSP que de la séance de la Commission U.I.P.P.A. tenue le jour même: voir sous ad 4),
- *Sessions séparées des sections (Fachgruppen)*
Le Comité a répondu favorablement à une nouvelle requête de la section "physique nucléaire et corpusculaire" de pouvoir participer à une réunion commune avec des sections homologues étrangères, au printemps 1984. Il s'agit cette fois des sociétés de physique allemande et autrichienne (DPG + ÖPG) à Bregenz ou à Innsbruck.
- *Conférences invitées*
Le thème pour la réunion du printemps à Fribourg sera la physique des plasmas; des conférenciers spécialistes de ce domaine vont être pressentis.
- *Vice-présidence pour l'exercice 1983–1985*
Pour donner aux membres de la SSP la possibilité de prendre une part active à la désignation du futur vice-président, une circulaire, munie d'un talon de réponse, leur sera envoyée d'ici peu, les engageant à suggérer des noms.

ad 3) *Communications des présidents de sections*

- *Politique scientifique*
- *Membres de la commission jusqu'au printemps 1983*
Président: Prof. H. P. Baltes
Dr W. Hirt, Prof. R. Dändliker, Prof. A. Quattropiani,
Dr H. J. Schötzau, Dr P. Zinsli, Dr S. Aegerter

ad 4) *U.I.P.P.A.*

Les cotisations que la Suisse devra verser à l'avenir à l'U.I.P.P.A., dépassent les moyens dont dispose actuellement la SHSN. Cette dernière ne pourrait reconsidérer la situation que sur la base d'une analyse détaillée de l'importance que revêt l'U.I.P.P.A. pour les physiciens suisses, compte tenu du prix à payer. La Commission du Comité national suisse de physique de l'U.I.P.P.A. se propose de procéder à cette étude et fait appel aux membres de la SSP pour y apporter une contribution.

D'autre part des démarches vont être entreprises pour le remplacement, au sein de la commission, de personnes qui se démettent de leur fonction.

ad 5) *Modification des statuts*

L'art. 12ter devrait être remplacé par:

Le président du comité national de l'"International Union of Pure and Applied Physics" (IUPAP) participe d'office aux séances du comité de la S.S.P.

Der Präsident des nationalen Komitees der "International Union of Pure and

Applied Physics" (IUPAP) nimmt von Amtes wegen an den Sitzungen des Vorstandes der S.P.G. teil.

Cette nouvelle version est acceptée à l'unanimité.

ad 6) *Divers*

- Le problème préoccupant du *financement de la recherche* donne lieu à un débat animé. Il en ressort qu'en prévision d'échéances importantes en 1983, il convient de continuer à sensibiliser notamment les milieux politiques tant par des actions concertées que par des démarches individuelles.
- Des scientifiques allemands, américains, anglais et français sont à l'oeuvre pour écrire une *histoire de la physique du solide* de ce siècle jusqu'aux années soixante. Il conviendrait que les contributions suisses sur ce sujet occupent dans cet ouvrage la place qu'elles méritent. La SSP va poursuivre dans ce sens des démarches déjà amorcées par le professeur G. Busch. Celui-ci étant indubitablement le meilleur connaisseur du développement de ce domaine dans notre pays à ladite époque, la SSP lui demandera d'être l'animateur d'un groupe de travail à constituer; de bonnes volontés se sont d'ailleurs déjà manifestées. Des avis sont émis sur la façon de procéder.

Neuchâtel, le 9 novembre 1982

P. Dinichert

Physique de la matière condensée

Phonons

Inelastische Lichtstreuung an Substanzen mit Th_3P_4 -Struktur

I. MÖRKE und P. WACHTER

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

Sm_3S_4 ist eine gemischt valente Verbindung, welche in der Th_3P_4 -Struktur kristallisiert und in der sich sowohl 2- wie 3-wertige Samariumionen auf kristallographisch gleichwertigen Gitterplätzen befinden. Ein thermisch aktiviertes Hüpfen von Elektronen zwischen diesen Ionen wird erwartet. Ausserdem macht im System Sm_2S_3 – Sm_3S_4 die Gitterkonstante als Funktion der Samariumkonzentration einen Sprung von 8.516 Å nach 8.545 Å nahe dem stöchiometrischen Sm_3S_4 [1]. Gleichzeitig durchläuft die Lösungsenthalpie ein Minimum für die Sm_3S_4 Verbindung mit der kleinsten Gitterkonstanten, welche somit als die stabilste angenommen werden muss [1]. Sm_3S_4 Verbindungen mit verschiedenen Gitterkonstanten zeigen ausserdem unterschiedliche physikalische Eigenschaften, wie z.B. in der magnetischen Suszeptibilität [2, 3, 4].

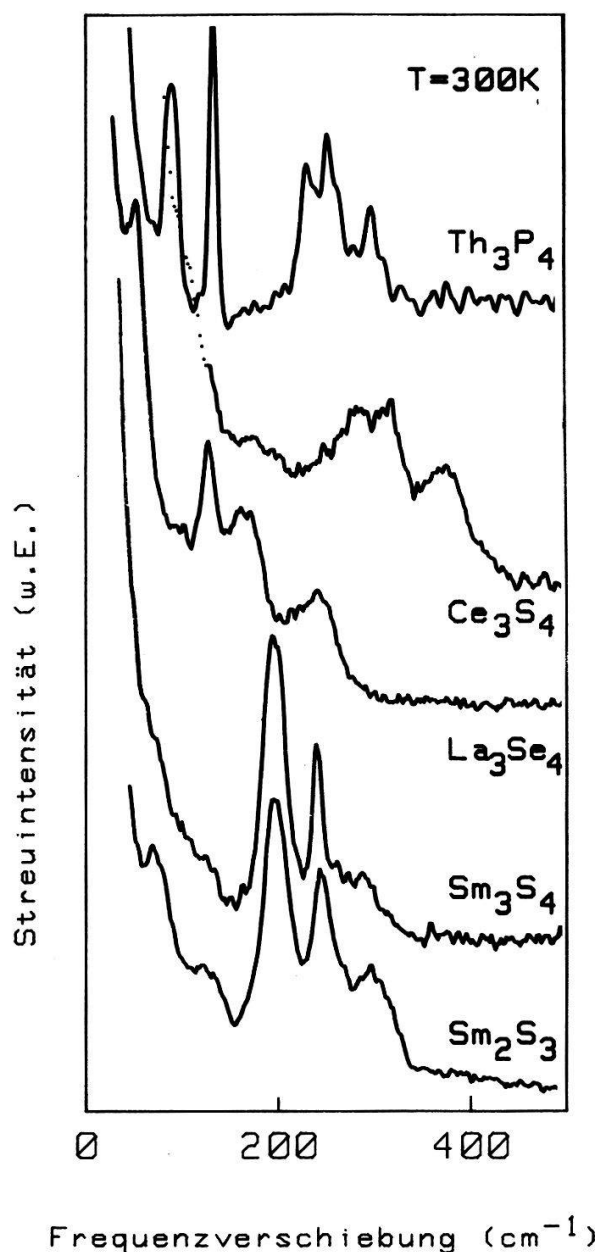
In dieser Kristallstruktur (T_d^6 oder $I\bar{4}3d$) hat man 4 Formeleinheiten pro kristallographischer Einheitszelle, und die irreduzible Darstellung der Gitterschwingungen am Γ -Punkt lautet: $\Gamma = A_1 + 2A_2 + 3E + 5F_1 + 6F_2$. Davon sind neun Moden Raman aktiv ($A_1 + 3E + 5F_2$) und fünf Infrarot aktiv ($5F_2$). Da diese Struktur azentrisch ist, sind die Infrarot aktiven Moden auch Raman aktiv.

In Fig. 1 sind die Ramanspektren von fünf verschiedenen Substanzen mit Th_3P_4 -Struktur abgebildet. Zuoberst Th_3P_4 ein Halbleiter mit $E_g = 0.43$ eV, Ce_3S_4 ein Metall wie der Supraleiter La_3Se_4 ($T_c = 8.6$ K). Sm_2S_3 und Sm_3S_4 sind Halbleiter. Die Ramanspektren zeigen typischerweise drei breite Banden zwischen 150 cm^{-1} und 400 cm^{-1} , sowie zwei schwache Anregungen unterhalb 150 Wellenzahlen, welche nur im Th_3P_4 starke Streuintensität haben. Es ist schwierig alle neun Moden aufzulösen da sie teils als Schultern in den breiten Banden teils im Rayleigh Anteil der Laserlinie verschwinden.

Auffallend ist, dass die Phononmoden in Ce_3S_4 um etwa 23% höher liegen als in den anderen isostrukturellen Substanzen. Dies kann nicht allein durch eine Zunahme der reduzierten Masse erklärt werden, wie ein Vergleich von Sm_2S_3 , La_2S_3 und Ce_2S_3 ergab, welche eine Th_3P_4 Defektstruktur mit 1/3 Leerstellen auf dem Kationen-Untergitter aufweisen. Wir vermuten, dass diese Zunahme in der Phononenenergie mit einer teilweisen Valenzänderung der Ce-Ionen zusammenhängt.

Die fünf IR aktiven Moden konnten in den drei Substanzen Sm_2S_3 , Sm_3S_4 und Th_3P_4 nachgewiesen und auch teilweise mit Anregungen im Ramanspektrum identifiziert werden [5].

Des weiteren wurden im Ramanspektrum von Sm_3S_4 die elektronischen intra-4f Uebergänge des 2-wertigen Samariums vom 7F_0 Grundzustand nach 7F_J



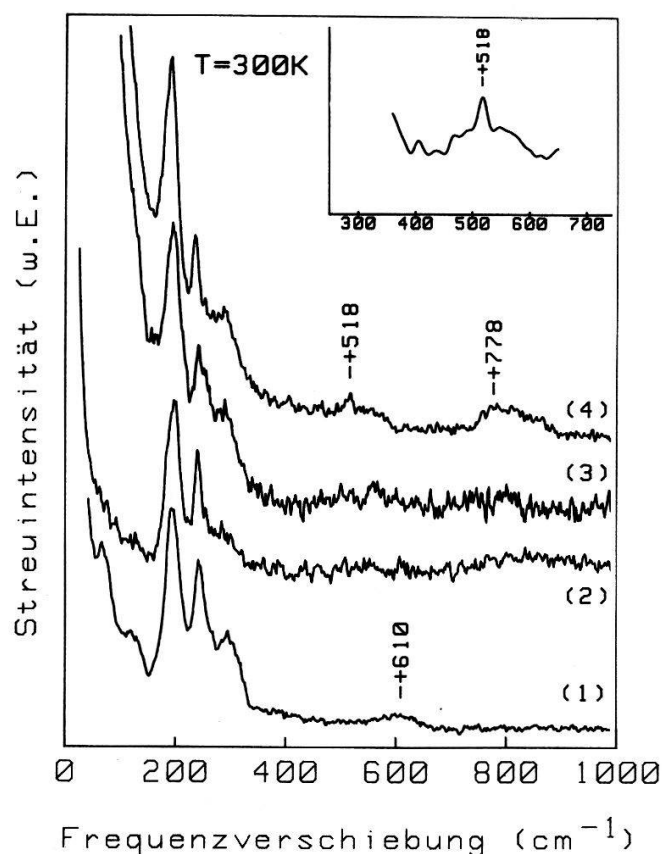
Figur 1

Ramanspektren von verschiedenen Substanzen mit Th_3P_4 -Struktur.

($J = 1 \cdots 6$) beobachtet. Auch für das Ce_2S_3 wurden die Anregungen in das durch das Kristallfeld aufgespaltene $^2\text{F}_{7/2}$ Niveau des dreiwertigen Ce gefunden ($^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2} = 2253 \text{ cm}^{-1}$).

In Fig. 2 zeigen wir die Ramanspektren der verschiedenen Samariumsulfide mit unterschiedlichen Gitterkonstanten. Ausser leichten Frequenzverschiebungen treten keine grösseren Unterschiede in den Phononspektren auf. Allerdings zeigt das Spektrum von Sm_2S_3 ein Maximum bei 610 cm^{-1} , welches einer Schwingung der Schwefelatome im Defektgitter zugeordnet wird. Die zusätzliche Anregung bei 518 cm^{-1} im Sm_3S_4 mit der höchsten Gitterkonstanten wird mit der leichten Abweichung von der Stöchiometrie erklärt, welche auftritt, wenn man die Gitterkonstante erhöht [1].

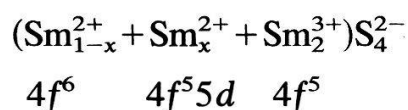
Was den Sprung in der Gitterkonstanten bei stöchiometrischem Sm_3S_4 anbelangt, so muss man davon ausgehen, dass alle diese Verbindungen Halbleiter sind.



Figur 2

Ramanspektren von (1) Sm_2S_3 und (2)–(4) Sm_3S_4 mit unterschiedlichen Gitterkonstanten. (1) $a = 8.447 \text{ \AA}$, (2) $a = 8.5205 \text{ \AA}$, (3) $a = 8.528 \text{ \AA}$, (4) $a = 8.546 \text{ \AA}$.

Also darf es keine Zunahme an 3-wertigen Samariumionen geben, wenn die Gitterkonstante abnimmt, da sonst freie Ladungsträger im Leitungsband erzeugt werden. Man darf eher ein Schrumpfen des Sm^{3+} durch eine zunehmende Beteiligung der $4f^5 5d$ Konfiguration annehmen, welche somit die Zunahme an Bindungsenergie kompensiert [6]. In diesem Sinne müsste man dann Sm_3S_4 in folgender Weise schreiben:



Da das Sm ($4f^5 5d$) einen kleineren Ionenradius als das Sm^{2+} hat, nimmt das x mit abnehmender Gitterkonstanten zu. Des weiteren liegt das $4f$ Niveau des Sm^{2+} nur 0.1 bis 0.2 eV unterhalb des Leitungsbandes, sodass eine Hybridisierung nach $4f^4 4d$ möglich ist [5, 6].

REFERENZEN

- [1] E. KALDIS, H. SPYCHIGER, B. FRITZLER und E. JILEK, *The Rare Earths in Modern Science and Technology*, Vol. 3, McCarthy et al., Plenum Press 1981.
- [2] J. M. D. COEY, B. CORNUT, F. HOLTZBERG und S. VON MOLNAR, *J. Appl. Phys.* 50, 1923 (1979).
- [3] A. OCHIAI, T. SUZUKI und T. KASUYA, *J. de Physique* 41, C5-71 (1980).
- [4] P. WACHTER, *Phys. Lett.* 58A, 484 (1976).
- [5] I. MÖRKE, G. TRAVAGLINI und P. WACHTER, *Proc. of the Intern. Conf. on Valence Instabilities*, Zürich 1982, in press.
- [6] H. HEIM und H. BÄRNIGHAUSEN, *Acta Cryst.* B34, 2084 (1979).

Antiferromagnetic phase transition and Raman spectra of HoCrO_3

W. KACZMAREK, I. MÖRKE and P. WACHTER

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

Holmium orthochromite HoCrO_3 belongs to the group of perovskite materials which simultaneously exhibit canted antiferromagnetic ordering with $T_N = 140 \text{ K}$ [1] as well as ferroelectric ordering with $T_c \cong 700 \text{ K}$ [2, 3].

In such materials an influence of magnetic ordering on the electric polarization and vice versa has been observed which gives evidence of strong coupling between both types of ordering.

In order to investigate in this material the influence of magnetic ordering on phonons Raman scattering measurements have been performed within a temperature range from 6 to 300 K.

In Figs. 1 and 2 are shown some examples of Raman spectra for various polarizations obtained at temperatures above and below the antiferromagnetic phase transition.

It is possible to note the vanishing of the 486 cm^{-1} (B_{1g}) mode and the strong increase of the 574 cm^{-1} (A_g) line intensity when cooling down to and below T_N . This latter line is practically absent at room temperature. Below T_N four new lines appear centred at 84, 278, 290 and 540 cm^{-1} . The origin of these lines can probably be ascribed to some modes forbidden above the phase transition or, what is additionally supported by changes in the spectrum above T_N , they are related to a symmetry change at the Néel temperature.

The 566 and 572 cm^{-1} lines shift below T_N to 574 and 582 cm^{-1} , respectively. The temperature dependence of this shift, normalized to 10 K, follows the reduced spin correlation function which was calculated for $S = 3/2$ and 6 nearest neighbours, being the case for Cr^{3+} ions in HoCrO_3 . Such a temperature dependence of the relative frequency shift is in agreement with a model of Baltensperger and Helman [4].

The scattering intensity of some of the Raman lines increases very sharply in the vicinity of T_N . The enhancement depends on the phonon energy. The intensities of the low energy – below 200 cm^{-1} – phonon lines are practically constant within the entire temperature range and are not affected by the magnetic ordering. In the case of medium and high energy modes the intensity enhancement increases with increasing wavenumber.

With regard to the binding conditions it is possible to distinguish modes related to ionic and covalent bonds. The effect of magnetic ordering on the latter can be understood because the magnetic interaction (superexchange) of neighbouring Cr ions is based on the overlap of Cr–O orbitals.

To explain the observed increase of the scattered intensity the theory of Suzuki and Kamimura [5] has been applied. Their model is based on the variation of the d-electron transfer energy between neighbouring transition metal ions with the relative displacement of the ions participating in the superexchange interaction. It leads to a temperature dependence of the integrated line intensity which behaves like the square of the reduced spin correlation function in agreement with the experiment.

The magnetic ordering dependent part of the line intensity determined as the

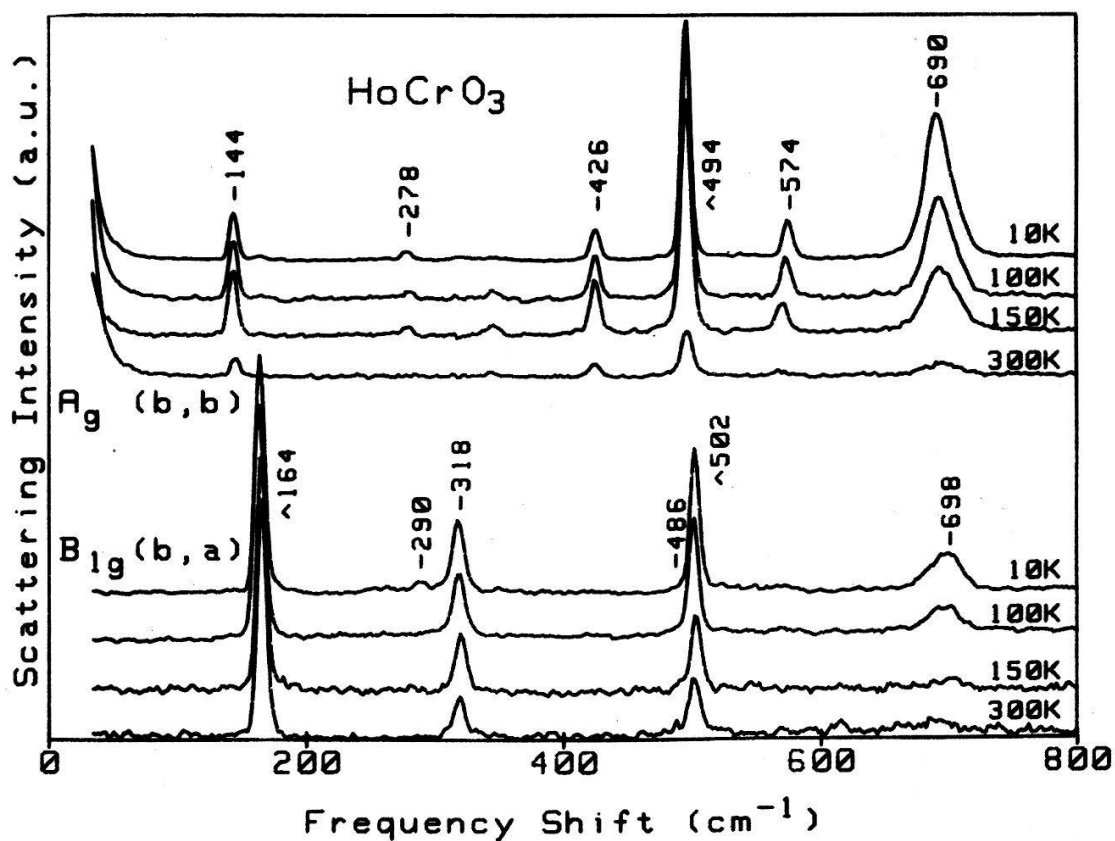


Figure 1
Raman spectra of HoCrO_3 at some selected temperatures in the (b,b) and (b,a) scattering geometry.

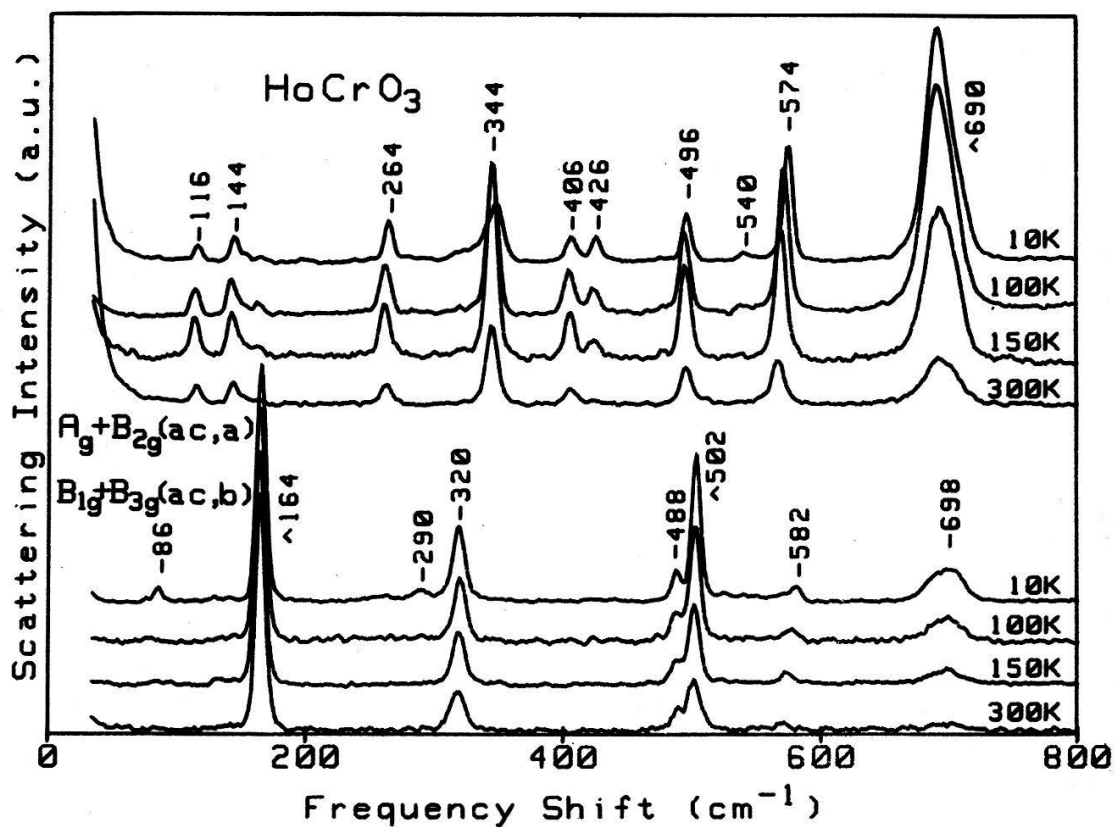


Figure 2
Raman spectra of HoCrO_3 at some selected temperatures in the (ac,a) and (ac,b) scattering geometry.

ratio of the scattered intensity at room temperature and of the one at 10 K increases very strongly with the mode energy thus showing an increasing influence of bond covalency.

REFERENCES

- [1] E. F. BERTAUT, J. MARESHAL, G. DE VRIES, R. ALEONARD, R. PAUTHENET, J. P. REBOUILLAT and V. ZARUBICA, IEEE Trans. Magn. 2, 453 (1966).
- [2] G. V. SUBBA RAO, G. V. CHANDRASEKHAR and C. N. R. RAO, Solid State Commun. 6, 177, (1968).
- [3] G. V. SUBBA RAO, B. M. WANKLYN and C. N. R. RAO, J. Phys. Chem. Solids 32, 345 (1971).
- [4] W. BALTENSPERGER and J. S. HELMAN, Helv. Phys. Acta, 41, 668, (1968).
- [5] W. SUZUKI and H. KAMIMURA, J. Phys. Soc. Japan 35, 985 (1973).

Vibratorische Eigenschaften von Aluminiumoxid-Filmen auf Aluminium und Gold

P. BRÜESCH, H. NEFF und R. KÖTZ

(Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden, Schweiz)

Es wurden natürliche und elektrochemisch hergestellte Aluminiumoxidfilme auf Aluminium, sowie auf Gold gesputterte Filme zwischen 5–1000 Å Dicke mit Hilfe von Infrarot Reflexions Absorptions Spektroskopie (IRAS) untersucht. Die Methode gestattet die Beobachtung von longitudinalen Al–O Schwingungen. Die gemessenen Spektren lassen sich am einfachsten interpretieren, wenn man annimmt, dass die Oxidfilme amorph sind. Die technische Bedeutung dieser amorphen Oxidfilme liegt darin, dass sie wegen der fehlenden Korngrenzen einen wesentlich besseren Korrosionsschutz bieten als polykristalline Filme.

Mesure sous pression hydrostatique du spectre Raman dans le SrCl_2

D. SCHREYER, V. WASCHK et A. CHÂTELAIN

(Institut de Physique Expérimentale, Ecole Polytechnique Fédérale, CH-1015 Lausanne, et Institut für Experimental Physik VI, Ruhr Universität Bochum, D-4630 Bochum, FRG)

Récemment, des mesures dans des petites particules de SrCl_2 ont mis en évidence une dépendance de la fréquence Raman en fonction de la taille (Ref. 1). Les résultats ont été interprétés à l'aide du modèle de la goutte qui exprime une relation entre la pression à l'intérieur d'une particule et sa taille. Dans cette contribution nous présentons des mesures de spectroscopie Raman sous pression hydrostatique (2 kbar) dans le SrCl_2 monocristallin. Une valeur du paramètre de Grüneisen $\gamma_p = 1.8$ est déduite. Le coefficient de pression $\partial\omega/\partial p|_{T,1/\phi}$ est comparé aux mesures en fonction de la température. La contribution explicite de volume $\partial\omega/\partial T|_{V,1/\phi}$ est discutée et une comparaison est faite avec d'autres cristaux de structure fluorite. Les mesures sont également comparées à celles dans des petites particules de SrCl_2 et le modèle de la goutte est discuté.

REFERENCE

- [1] D. SCHREYER, V. WASCHK et A. CHÂTELAIN, Surf. Science 106, 336 (1981).

Métaux liquides, alliages

Bestimmung der Interferenzfunktion metallischer Gläser mittels energie-dispersiver Röntgendiffraktion

S. JOST, H. RUDIN und H.-J. GÜNTHERODT

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

Mit einem intrinsischen Ge-Detektor wird die Modulation des Bremsspektrums einer W-Röntgenröhre bei Streuung am Metglas $\text{Mg}_{70}\text{Zn}_{30}$ unter festem Streuwinkel θ gemessen. Aus einer Messung bei grossem θ kann das primäre Bremsspektrum durch ein Iterationsverfahren ermittelt werden. Nach Korrekturen für Absorption, Polarisation und Compton-effekt ergibt sich ein totaler Strukturfaktor $S(Q)$, der gut konsistent ist mit den Messdaten für alle Streuwinkel θ .

Untersuchung der elektronischen Struktur metallischer Gläser $\text{Ca}_x\text{Al}_{1-x}$

U. M. GUBLER, C. F. HAGUE,¹⁾ J. KRIEG, R. LAPKA, P. OELHAFEN und H.-J. GÜNTHERODT

(Institut für Physik, Universität Basel)

S. R. NAGEL

(Department of Physics, University of Chicago)

J. EVERS und A. WEISS

(Institut für anorganische Chemie, Universität München)

V. L. MORUZZI und A. R. WILLIAMS

(IBM Research Centre, Yorktown Heights, USA)

UPS- (Ultraviolet Photoemission Spectroscopy) und SXS- (Soft X-ray Spectroscopy) Untersuchungen an zwei metallischen Gläsern, $\text{Ca}_{70}\text{Al}_{30}$ und $\text{Ca}_{50}\text{Al}_{50}$, die nur einfache Metalle enthalten, zeigen, dass das Valenzband in diesen Legierungen aufgespalten ist. Dieses unerwartete Ergebnis und die beobachtete starke Abnahme der Zustandsdichte bei der Fermienergie wird durch eine ASW- (Augmented Spherical Wave) Bandstrukturechnung bestätigt.

¹⁾ Permanente Adresse: Laboratoire de Chimie Physique, Université P. et M. Curie, Paris

Die Elektronenstruktur von amorphen Zr-Legierungen mit V, Cr und Mn

G. INDLEKOFER, U.-M. GUBLER, P. OELHAFEN, V. L. MORUZZI,¹⁾ A. R. WILLIAMS* und H.-J. GÜNTHERODT

(Institut für Physik der Universität Basel)

Binäre Uebergangsmetallgläser (TMG) mit hoher Glasbildungstendenz enthalten normalerweise ein frühes und spätes Uebergangsmetall (d Elektronenzahl

¹⁾ IBM Research Centre, Yorktown Heights, USA

≤ 5 , bzw. > 5). In glasartigen TMG mit Zr ist das d Band des späten Uebergangsmetalls (TM) deutlich unterhalb der Fermienergie lokalisiert. In Zr-Legierungen mit frühen TM wie Mn, Cr und V verschiebt sich das $3d$ Band in den Bereich der Fermienergie und beeinflusst daher viele physikalische Eigenschaften, wie z.B. die Supraleitung, beträchtlich. Wir haben an amorphen Zr-Legierungen mit Mn, Cr und V Photoemissionsmessungen durchgeführt und diese mit selbstkonsistenten ASW Bandstrukturechnungen verglichen. Unsere Resultate deuten darauf hin, dass die Abwesenheit der Supraleitung oberhalb 1.2°K in den Legierungen $\text{Cr}_{30}\text{Zr}_{70}$ und $\text{Mn}_{30}\text{Zr}_{70}$ durch das Auftreten magnetischer Momente verursacht wird.

Lattice distortion around interstitial hydrogen in aluminium

G. SOLT, M. MANNINEN and H. BECK

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel, 2000 Neuchâtel, et SIN, 5234 Villigen)

The electron density at a proton in jellium is used to extend the method [1] of calculating lattice relaxation in dilute alloys for the case of interstitial hydrogen in Al. The energy of relaxation for the tetrahedral (T) interstitial turns out to be a significant component (-0.18 eV) of the heat of solution (theor.: 0.71 eV, exp.: 0.66 eV). Besides the absolute minimum at the T site, the energy surface for the unrelaxed lattice is found to be quite flat all along the inner third of the cube diagonal containing the (111) site, in agreement with other work [2]. A very shallow off-symmetry local minimum seems to be possible. The radial displacement of the nearest aluminum atoms turns out to be ~ 0.06 Å, in reasonable agreement with muon data [3]. The predicted diffraction pattern and volume expansion are to be checked by further experiments.

REFERENCES

- [1] G. SOLT and K. WERNER, Phys. Rev. B24, 817 (1981).
- [2] S. ESTREICHER and P. F. MEIER, to appear.
- [3] D. RICHTER, at the Boston Meeting of the Am. Metall. Society, 1980.

Neutron diffraction measurements in equiatomic NiTi-alloys

A. KULIK and R. GOTTHARDT

(Institut de Génie Atomique, Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne, Switzerland)

W. BÜHRER and O. MERCIER

(Institut für Reaktortechnik, Swiss Federal Institute of Technology, Zürich, Switzerland)

Structure determinations of phases concerned with the martensitic phase transformation in binary NiTi-alloys are often perturbed by the presence of small precipitates of intermetallic compounds Ti_2Ni and Ni_3Ti_2 . By neutron diffraction measurements in a series of polycrystalline NiTi alloys (all nominal

equiatomic) one alloy was found without peaks corresponding to intermetallic precipitates. The neutron spectra taken with different specimens at different temperatures have shown that there is no intermediate phase between the parent and the martensitic phase. The martensitic structure is monoclinic with space group $P2_1$. The results are also used for comparison with informations obtained with other techniques, such as e.g. internal friction.

Research was partially supported by 'Special Fund of the Board of the Federal Institute of Technology'.

Details of the structure determination will be submitted to 'Acta Cryst.'.

Transitions de phases

Organisch-anorganische Doppelhalogenide und deren Bedeutung für die Festkörperphysik

H. AREND

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

Organisch-anorganische Doppelhalogenide, bestehend aus Alkylammonium- und aus Metallhalogeniden zweiwertiger Kationen, sind aus Anionpolyedern mit zentralen Metallkationen und angelagerten Alkylammoniumionen aufgebaut. Es existieren Strukturen mit einer 0-, 1-, 2- oder 3-dimensionalen Verknüpfung der Anionenpolyeder, sowie Hybridformen dieser Strukturen. In verschiedenen Vertretern solcher Verbindungen treten inkommensurable Phasen auf. Langkettige Substanzen weisen Analogien zu Flüssigkristallen und zu biologischen Membranen auf und der Ersatz von Alkylketten durch Diacetylene führt zu neuartigen 1-dimensionalen Polymeren. Eine Reihe dieser Verbindungen ist polar und weist ungewöhnliche Phasenumwandlungsphänomene auf. Viele Verbindungen weisen auch ein 1- oder 2-dimensionales magnetisches Verhalten auf, das durch ein gezieltes 'molecular engineering' beeinflusst werden kann.

Schmelzen und Erstarren

J. H. BILGRAM

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

Schmelzen und Erstarren gehen nicht durch eine Zeitumkehrung in einander über, sondern es besteht eine Reihe von Asymmetrien, die wahrscheinlich ihren Ursprung in unterschiedlichen Prozessen haben, die die Umwandlungsgeschwindigkeit limitieren. Die Geschwindigkeit mit der ein Kristall schmilzt ist nur durch den Wärmetransport begrenzt. Diese maximale Umwandlungsgeschwindigkeit wird beim Erstarren nicht erreicht. Das Erstarren wird zusätzlich durch einen Ordnungsprozess beschränkt, der in einer Schicht mit der Dicke d zwischen der Schmelze und dem Kristall abläuft. Dieser Ordnungsprozess ist mit Entropiefluk-

tuationen verbunden, deren Zerfall durch eine Diffusionskonstante D_i charakterisiert werden kann.

Für den stationären Nicht-Gleichgewichts-Erstarrungsprozess wurde ein phänomenologisches Modell entwickelt, das D_i und d verknüpft. Ohne freie Parameter sagt es die Erstarrungsgeschwindigkeit für gerichtetes Erstarren voraus und liefert auch ein Skalengesetz für das freie Wachstum von Kristallen in die unterkühlte Schmelze.

Bestimmung des inkommensurablen Ordnungsparameters in $(C_3H_7ND_3) MnCl_4$ mittels D-NMR

P. MURALT und R. KIND

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

$(C_3H_7NH_3)_2MnCl_4$ zeigt eine ungewöhnliche Phasensequenz, bei der die inkommensurable γ Phase von den identischen β und δ Phasen eingeschlossen ist. Im Gegensatz zu den bisher bekannten 'lock in' Uebergängen verschwindet am $\gamma - \delta$ Uebergang die Amplitude des Ordnungsparameters und nicht der inkommensurable Anteil des Wellenvektors. Die Temperaturabhängigkeit dieses Ordnungsparameters konnte mit Hilfe der D-NMR-Spektroskopie an partiell deuterierten Kristallen gemessen werden.

Ein universelles Gesetz für die Rotationsviskosität von Flüssigkristallen

H. R. ZELLER und HP. SCHAD

(Brown Boveri Forschungszentrum, KLR, CH-5405 Baden, Schweiz)

Wir haben gefunden – zumindest innerhalb der Klasse von nematischen Flüssigkristallen für Displayanwendungen – dass die Rotationsviskosität durch eine universelle Funktion von $(T - T_g)$ beschrieben werden kann wobei T_g die Glastemperatur ist. T_g kann mit einer einfachen Formel aus der Molekülstruktur berechnet werden und verhält sich additiv in Mischungen.

Damit gelingt es auch für komplizierte Mischungen für Displayanwendungen, die Rotationsviskosität aus Struktur und Mischungsverhältnis der Komponenten zu berechnen.

Anomales elastisches Verhalten von halbleitendem $\text{TmSe}_{0.32}\text{Te}_{0.68}$ unter Druck

H. BOPPART, E. KALDIS und P. WACHTER

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

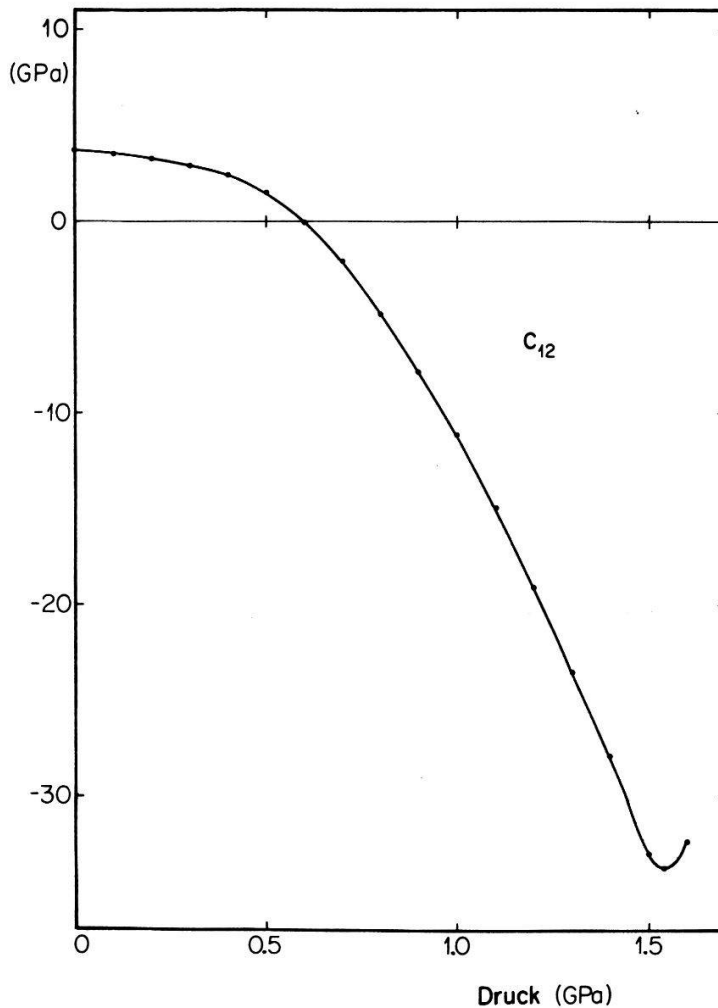
W. REHWALD

(Laboratories RCA Ltd, CH-8048 Zürich)

Die elastischen Eigenschaften von zwischenvalenten Materialien sind insofern von grossem Interesse, als sich ihr aussergewöhnliches Verhalten hauptsächlich in Phononanomalien, einer negativen elastischen Konstanten c_{12} und einer hohen Kompressibilität äussert. Diese Merkmale werden als charakteristisch für zwischenvalente Verbindungen wie TmSe [1] und $\text{Sm}_{0.75}\text{Y}_{0.25}\text{S}$ [2] aufgefasst. In einem druckinduzierten Halbleiter-Metall Uebergang beobachtet man im noch halbleitenden Bereich bereits hohe Kompressibilitäten. Deshalb stellte sich die Frage, wie sich die elastischen Konstanten c_{11} , c_{12} und c_{44} durch diesen Uebergang ändern und insbesondere wann c_{12} negativ wird. Zu diesem Zweck haben wir die Ultraschallgeschwindigkeiten unter Druck bis 17 kbar gemessen. Die Messungen in [100] Richtung ergeben aus der longitudinalen Schwingung das c_{11} , aus der transversalen das c_{44} . Zusätzlich erhielten wir durch Messungen in der [110] Richtung aus der longitudinalen Schwingung die Kombination $c_{11} + c_{12} + 2c_{44}$ und aus einer transversalen $c_{11} - c_{12}$. Da sich das Volumen durch einen Halbleiter-Metall Uebergang dieser Art, infolge der grossen Aenderung der Ionenradien, stark verkleinert, haben wir dasselbe mittels der Dehnmessstreifen-Technik auch noch bestimmt. Dies erlaubt eine Korrektur der Längenänderung wie auch der Dichte, welche beide in die Berechnung der elastischen Konstanten eingehen.

Halbleitendes $\text{TmSe}_{0.32}\text{Te}_{0.68}$ zeigt einen druckinduzierten kontinuierlichen Uebergang zum metallischen Zustand bei 15 kbar. Die Anfangskompressibilität beträgt $2.8 \times 10^{-6} \text{ bar}^{-1}$ und erreicht am Uebergang den Maximalwert von $16 \times 10^{-6} \text{ bar}^{-1}$. Aus den verschiedenen Messungen lässt sich c_{12} in Funktion des Druckes berechnen und das Ergebnis sehen wir in Fig. 1. Anfänglich ist c_{12} positiv und gleich 3.7 GPa. Bei ~ 6 kbar wird $c_{12} = 0$ und bleibt dann negativ mit einem Minimalwert von -34 GPa bei 1.5 GPa (=15 kbar). Die Werte bei Nulldruck sind für $c_{11} = 97.4$ GPa, für $c_{44} = 21.8$ GPa, bei 1.5 GPa für $c_{11} = 85.9$ GPa, für $c_{44} = 22.5$ GPa. Als wichtigstes Ergebnis dieser Messungen ist zu vermerken, dass c_{12} negativ wird, lange bevor der Uebergang zum Metall erreicht wird.

Der auffallendste Punkt in den Phononendispersionsrelationen von zwischenvalenten metallischen Verbindungen ist das Weichwerden der longitudinalen Zweige verglichen zu den transversalen. Sowohl in der [110] wie auch in der [111] Richtung liegt der LA Mode am Γ Punkt unterhalb des TA Modes. Genau dasselbe Verhalten beobachten wir nun im noch halbleitenden Bereich. Die Valenzfluktuation bewirkt eine Radiusänderung des Seltenen Erd Ions infolge der beiden möglichen Valenzzustände. Das gitterdynamische Verhalten von zwischenvalenten metallischen Verbindungen ist sehr erfolgreich beschrieben worden durch Einführung einer isotropen Deformierung des Seltenen Erd Ions, die auch als 'breathing' bezeichnet wird. Dieser 'breathing'-Mode koppelt nun an die Phononen an und beeinflusst sie vorallem in [111] Richtung, wo eine ganze



Figur 1
Druckabhängigkeit der elastischen Konstanten c_{12} von $\text{TmSe}_{0.32}\text{Te}_{0.68}$ bei 300 K.

Kationenebene gegen eine Anionenebene schwingt [3, 4]. Wie gross nun umgekehrt der Einfluss der Phononen auf die Fluktuationen, vorallem im halbleitenden Bereich, sind, bleibt im Moment eine noch offene Frage.

REFERENZEN

- [1] H. BOPPART, A. TREINDL, P. WACHTER und S. ROTH, Solid State Commun. 35, 483 (1980).
- [2] H. A. MOOK, R. M. NICKLOW, T. PENNEY, F. HOLTZBERG und M. W. SHAFER, Phys. Rev. B18, 2925 (1978).
- [3] H. BILZ, G. GÜNTHERODT, W. KLEPPMANN und W. KRESS, Phys. Rev. Lett. 43, 1998 (1979).
- [4] P. ENTEL, N. GREWE, M. SIETZ und K. KOWALSKI, Phys. Rev. Lett. 43, 2002 (1979).

Halbleiter-Metall Uebergänge im TmSe-TmTe System

H. BOPPART, E. KALDIS und P. WACHTER

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

Im $\text{TmSe}_{1-x}\text{Te}_x$ Mischsystem sind die Verbindungen für $x > 0.4$ halbleitend, für $x < 0.18$ hingegen zwischenvalent metallisch. So ergibt sich die Möglichkeit,

durch chemische Variation die Valenz der Tm Ionen vom zweiwertigen Zustand in TmTe (Halbleiter) bis zum zwischenvalenten Wert von 2.8 in TmSe (Metall) zu ändern. Allerdings ist diese Änderung nicht kontinuierlich, da im Bereich $0.18 < x < 0.40$ eine Mischungslücke beobachtet wird [1–3]. Nun kann die Valenz aber auch durch äusseren Druck verändert werden, so dass ihr Einfluss auf den spezifischen Widerstand oder auf das Volumen im Detail studiert werden kann [4].

In Fig. 1 sind die Messungen des spezifischen Widerstandes in Funktion des Druckes für verschiedene halbleitende $\text{TmSe}_{1-x}\text{Te}_x$ Verbindungen zu sehen. Die Halbleiter-Metall Übergänge sind kontinuierlich für $x = 0.55, 0.62, 0.83$ und 1.0 , hingegen diskontinuierlich im Bereich $x = 0.40$ bis 0.45 . Der Übergangsdruck nimmt von 25 kbar für TmTe stetig ab, falls man Te durch Se substituiert. Durch diesen Austausch wird die Gitterkonstante verkleinert, was eine grössere Kristallfeldaufspaltung des $5d$ -Leitungsbandes bewirkt. Dies hat eine Reduktion der Energielücke, bestimmt durch den energetischen Abstand der beiden Zustände $4f^{13}$ und $4f^{12}(5d6s)^1$, zur Folge und damit eine Abnahme des

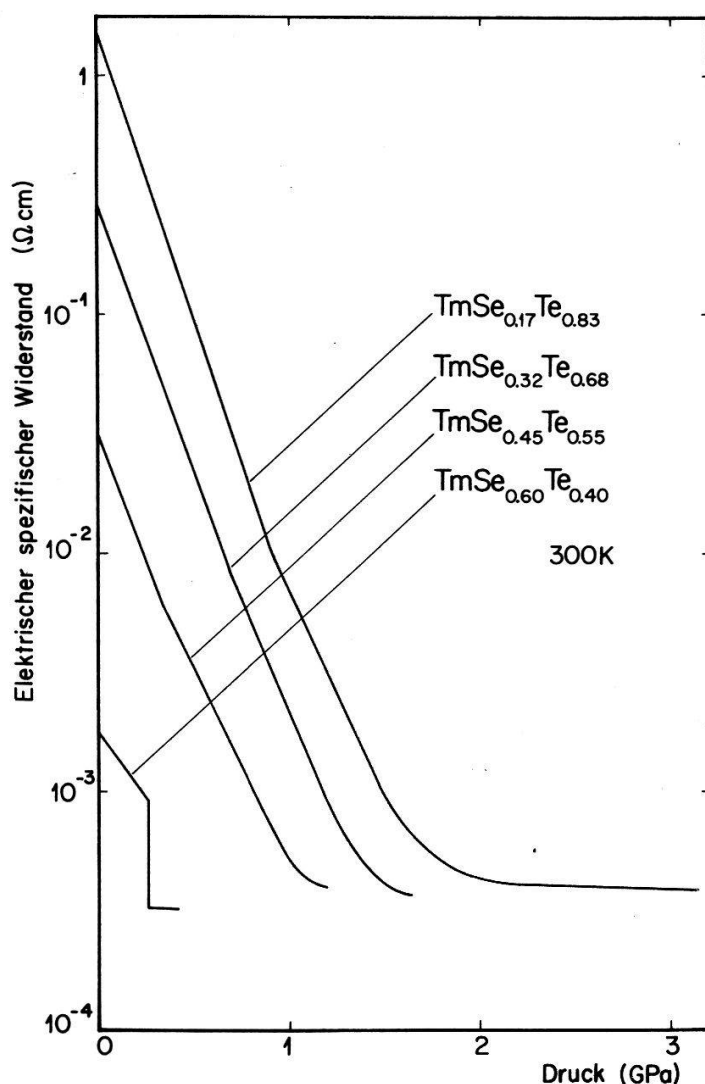


Figure 1
Spezifischer Widerstand in Funktion des Druckes für verschiedene halbleitende $\text{TmSe}_{1-x}\text{Te}_x$ Verbindungen.

Widerstandes. Die exponentielle Abnahme des Widerstandes in Funktion des Druckes suggeriert ein lineares Schliessen der Lücke unter Druck. Zusammen mit dem Uebergangsdruck kann daraus ein Wert für die Energielücke berechnet werden. Für TmTe erhält man 280 meV, für TmSe_{0.6}Te_{0.4} hingegen nur noch 40 meV. Die diskontinuierlichen Uebergänge zwischen 3 und 5 kbar für $0.4 < x < 0.45$ stellen erst das zweite Beispiel eines Ueberganges dieser Art (nebst SmS) im Gebiet der zwischenvalenten Verbindungen dar.

Durch zunehmende Substitution von Te durch Se wird die Anfangskompressibilität, ausgehend von TmTe ($2.2 \times 10^{-6} \text{ bar}^{-1}$), kontinuierlich erhöht und erreicht den hohen Wert von $5 \times 10^{-6} \text{ bar}^{-1}$ in TmSe_{0.6}Te_{0.4}, ein Wert der in halbleitenden Verbindungen dieser Art noch nie beobachtet wurde. Erklärt werden kann dieses Verhalten durch einen internen Gitterdruck, der infolge der Substitution von grösseren Te Ionen durch kleinere Se Ionen erzeugt wird. In Einklang mit dieser Erklärung stehen auch die beobachteten Abweichungen in den Gitterkonstanten von der theoretischen Tm²⁺Te–Tm²⁺Se Geraden. Hohe Kompressibilitäten in Seltenen Erd-Verbindungen (insbesondere Sm, Eu, Tm und Yb) sind Hinweise für starke 4f–5d Mischung, was zu einem zwischenvalenten Zustand des seltenen Erd Ions führt. Dieses Verhalten fand man bis jetzt ausschliesslich in zwischenvalenten metallischen Verbindungen. Unsere Messungen zeigen nun auch für Halbleiter hohe Kompressibilitäten, was ein wichtiger Hinweis für die Existenz von zwischenvalenten Halbleitern ist.

REFERENZEN

- [1] B. BATLOGG, E. KALDIS und P. WACHTER, J. de Phys. 40-C5, 370 (1979).
- [2] E. KALDIS, B. FRITZLER, E. JILEK und A. WISARD, J. de Phys. 40-C5, 366 (1979).
- [3] E. KALDIS, B. FRITZLER, H. SPYCHIGER und E. JILEK, Proceedings der "International Conference on Valence Instabilities", P. WACHTER und H. BOPPART ed., North Holland Publishing Company 1982.
- [4] H. BOPPART, P. WACHTER, B. BATLOGG und R. G. MAINES, Solid State Commun. 38, 75 (1981).

Surfaces, interfaces

Elektronenstruktur und Oberflächeneigenschaften des Wasserstoffspeichers ZrMn₂

L. SCHLAPBACH

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

ZrMn₂ reagiert bei Zimmertemperatur schnell und exotherm mit Wasserstoff und bildet reversibel das Metallhydrid ZrMn₂H₃. Ein Vergleich der Photoemissionsspektren von ZrMn₂H₃ mit denjenigen von ZrMn₂ weist auf eine starke Bindung des Wasserstoffs an Zr hin. Zudem entsteht 6 eV unterhalb E_F ein wasserstoffinduziertes Band.

Die Chemisorption von O₂ bewirkt eine starke Oberflächensegregation von Mn. Hingegen rufen weder die H-Adsorption noch die H-Absorption eine Segregation hervor.

Die Ergebnisse sind ausführlicher in Physics Letters 91A, 303 (1982) veröffentlicht worden.

Oberflächenuntersuchung an Pulverkörnern der Wasserstoffspeicher FeTi und LaNi₅ mit TEM und SAD: Evidenz für Fe- resp. Ni-Ausscheidungen

TH. VON WALDKIRCH, R. WESSICKEN, L. SCHLAPBACH und H.-U. NISSEN
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

In FeTi und LaNi₅ sind als wesentliche Elemente für die H₂-Dissoziation eine Oberflächensegregation und damit verbundene Fe- bzw. Ni-Ausscheidungen als mögliche katalytische Zentren nachgewiesen worden. In elektropolierten FeTi-Scheiben haben Schober und Westlake [1] kürzlich mit TEM und SAD keine Fe-Teilchen gefunden und schlossen deshalb auf andere katalytische Prozesse.

Wir haben die Ränder von FeTi- und LaNi₅-Pulverkörnern mit TEM und SAD untersucht. Die Ergebnisse zeigen klare Evidenz für Fe- bzw. Ni-Ausscheidungen durch die Aktivierung. Ausserdem besteht die Oberflächenschicht nach Aktivierung bzw. nach mehrmaligen Wasserstoffzyklen aus sehr kleinen Teilchen von typischerweise 10–30 nm Ausdehnung. XPS-Untersuchungen an elektropolierten FeTi-Proben zeigen eine ausgeprägte selektive Eisenätzung an der Oberfläche.

LITERATUR

[1] T. SCHOBBER und D. G. WESTLAKE, Scripta Met. 15, 913 (1981).

XPS-Untersuchung der Aktivierung des Wasserstoffspeichers FeTi

T. RIESTERER und L. SCHLAPBACH
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Wir haben früher gezeigt, dass das Aktivieren von FeTi für die Wasserstoffabsorption durch Oberflächensegregation mit der Bildung von Fe-Ausscheidungen beschreiben werden kann. In kürzlich erschienenen Arbeiten wurde der Aktivierungsprozess durch andere Mechanismen erklärt.

Wir haben die verschiedenen Schritte der Aktivierung in der Hochdruckzelle eines UHV-Spektrometers durchgeführt und die Oberfläche jeweils mit Photoemission untersucht. In Übereinstimmung mit unseren früheren Messungen stellten wir wiederum eine starke sauerstoffinduzierte Ti-Segregation fest. Zusätzlich bewirkte der Wasserstoff eine Reduktion des zuvor oxidierten Fe an der Oberfläche.

Mit einem H₂/D₂ Austauschexperiment zeigen wir zudem, dass die H₂ Dissoziation auf Fe viel schneller abläuft als auf TiO₂.

Structure et propriétés du nouveau composé Mg_2FeH_6

J.-J. DIDISHEIM et K. YVON

(Laboratoire de Cristallographie aux Rayons X, 24, quai Ernest Ansermet, CH-1211 Genève 4)

Dans le cours de nos recherches sur les possibilités d'amélioration des propriétés de l'hydruire Mg_2NiH_4 en vue d'applications dans le domaine du stockage de l'énergie, nous avons pu remplacer complètement le nickel par le fer. Le nouveau composé ternaire Mg_2FeH_6 a été synthétisé par réaction en phase solide de poudres de magnésium et de fer sous pression d'hydrogène. Nous présentons les résultats expérimentaux sur les propriétés thermodynamiques et magnétiques ainsi que sur la structure de cet hydruire, caractérisé par la présence d'octaèdres $(\text{FeH}_6)^{4-}$.

Strukturuntersuchungen elektrischer Doppelschichten mittels modulierter Infrarotspektroskopie

H. NEFF und J. K. SASS

(Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden, Schweiz, und Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft, Faradayweg 4-6, D-1000 Berlin 33, West Germany)

Ein neuartiges, infrarotspektroskopisches In-Situ-Verfahren zur Untersuchung der Wasserstruktur an der Metall-Elektrolyt-Grenzfläche wird vorgestellt. Mit Hilfe einer ATR-Anordnung in Verbindung mit einer Potentialmodulation wurde die differentielle Reflektivität mit einer Empfindlichkeit $\Delta R/R \sim 10^{-5}$ gemessen. Die Untersuchungen wurden an dünnen Au(111)-Filmen in sauren D_2O - H_2O -Lösungen durchgeführt. Eine starke Abhängigkeit der Elektroreflektionsspektren vom angelegten Potential im Bereich der O-Streckschwingung wurde beobachtet.

Magnétisme

Beobachtung der Spin-Austausch-Streuung mittels spinpolarisierter Photoemission

M. BAUMBERGER, F. MEIER und D. PESCIA

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

Mit einem einfachen Experiment wurde die Spinflipstreuung von Elektronen in einem festen magnetischen Material untersucht. Elektronen mit bekannter Spinpolarisation, angeregt in einem nichtmagnetischen Material durch zirkularpolarisiertes Licht, durchdringen eine die Oberfläche bedeckende Schicht aus magnetischen Material, bevor sie ins Vakuum austreten. In Abhängigkeit von der Dicke dieser Bedeckung wird die Änderung der Spinpolarisation gemessen. Die

ersten Resultate wurden mit Gd auf Ge erhalten. Eine Gd-Bedeckung viel kleiner als die Austrittstiefe der Photoelektronen in Gd genügt, um die Polarisation zum Verschwinden zu bringen. Andererseits wurde kein Depolarisierungseffekt einer äquivalenten Menge von Kalium, welches kein magnetisches Moment hat, beobachtet.

Magneto-Optik und elektronische Struktur der Uranmonochalkogenide

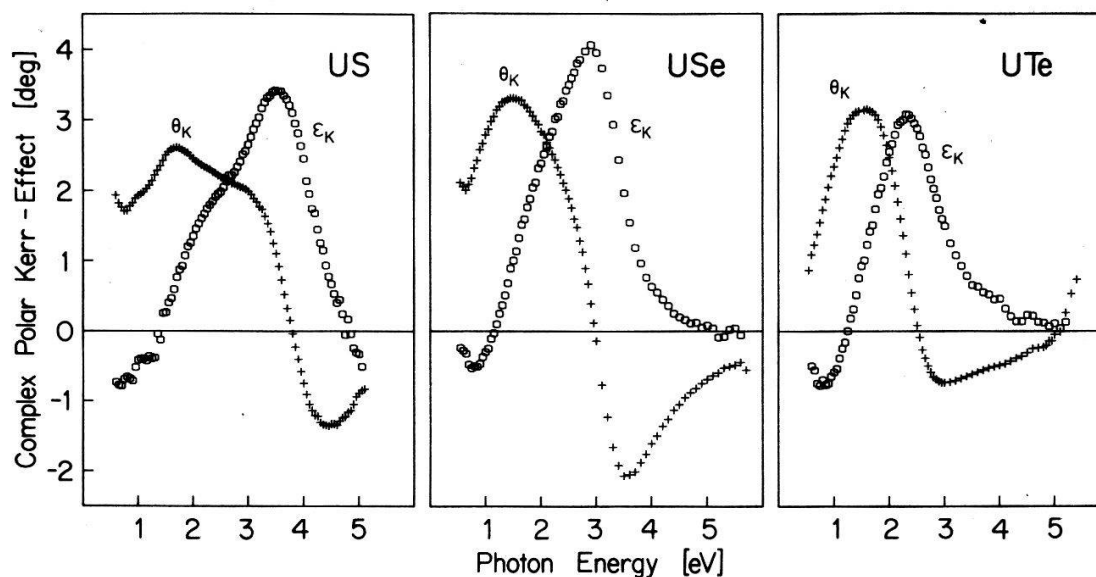
W. REIM, J. SCHOENES und O. VOGT

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

Die Verbindungen US, USe and UTe sind ferromagnetische Metalle mit kubischer NaCl-Struktur [1]. Durch starke Hybridisierungseffekte weist die elektronische Struktur dieser Materialien einige markante Besonderheiten auf [2, 3]. Zur Untersuchung der f - und d -Zustandsdichten haben wir den komplexen polaren Kerr-Effekt (d.h. Kerr-Rotation θ_K und -Elliptizität ϵ_K) als Funktion der Photonenenergie (0.5–5.8 eV), der Temperatur (2–320 K) und des äusseren Magnetfeldes (0–100 kG) gemessen.

Die Temperaturabhängigkeit der Kerr-Rotation bei festem Feld und konstanter Wellenlänge ist proportional zur Magnetisierung der Probe d.h. man erhält u.a. T_C und θ . Die auf diese Weise bestimmten Ordnungstemperaturen stimmen mit den Literaturwerten überein [1].

Fig. 1 zeigt die Energieabhängigkeit von θ_K und ϵ_K von (100)-Spaltflächen, gemessen bei Sättigungsmagnetisierung ($B = 40$ kG, $T = 15$ K). Neben der erheblichen Grösse sowohl des Kerr-Effekts als auch der spektralen Breite der Strukturen fällt auf, dass der niederenergetische Teil der Spektren für alle drei Substan-



Figur 1

Magneto-optische polare Kerr-Rotation θ_K und Kerr-Elliptizität ϵ_K von (100)-Spaltflächen der Uranmonochalkogenide, gemessen bei $B = 40$ kG und $T = 15$ K.

zen sehr ähnlich ist, während die Strukturen bei höherer Energie an Intensität verlieren und ihre Energie verkleinern von US über USe zu UTe.

Für quantitative Aussagen ist die relevante Grösse das nicht-diagonale Element $\tilde{\sigma}_{xy}(\omega)$ des Leitfähigkeitstensors, das aus θ_K , ϵ_K , n und k berechnet wird. Eine Analyse dieser Grösse gibt die folgenden Resultate:

- 1) Die Leitungselektronen haben negative Spinpolarisation in Uebereinstimmung mit der spinpolarisierten Photoemission [4]. Ihr Beitrag zu $\tilde{\sigma}_{xy}$ nimmt von US zu UTe hin ab.
- 2) Bei $\hbar\omega \cong 1.1, 0.9$ und 0.75 eV für US, USe bzw. UTe tritt ein 'diamagnetischer' Uebergang mit nahezu konstanter Oszillatorstärke auf. Dieser ist eindeutig einer $f \rightarrow d$ Anregung zuzuordnen.
- 3) Bei $\hbar\omega \cong 2.7, 2.3$ und 2.1 eV für US, USe bzw. UTe findet man eine Anregung mit 'paramagnetischer' Linienform in $\tilde{\sigma}_{xy}$, die einem $d \rightarrow f$ Uebergang zugeordnet wird. Die Oszillatorstärke nimmt hier um einen Faktor 6 von US zu UTe ab.
- 4) Für $\hbar\omega > 3.8$ eV treten keine weiteren starken Strukturen in $\tilde{\sigma}_{xy}$ auf. Dies bestätigt die Zuordnung der Strukturen in $\tilde{\sigma}_{xx}$ in diesem Energiebereich zu $p \rightarrow d$ Uebergängen [2]. Andererseits ist noch ungeklärt, warum keine Kristallfeldaufspaltung des d -Bandes beim $f \rightarrow d$ Uebergang beobachtet wird.

REFERENZEN

- [1] O. VOGT, Physica 102 B, 206 (1980).
- [2] J. SCHOENES, Physics Reports 66, 187 (1980).
- [3] Proc. Intern. Symp. Actinides, Zürich, April 1980, Physica 102 B.
- [4] M. ERBUDAK, F. GREUTER, F. MEIER, B. REIHL and J. KELLER, Solid State Commun. 30, 439 (1979).

Multiple k-structures in the uranium compounds

P. MONACHESI and F. WELING

(IPT, Université de Lausanne, CH-1015-Lausanne-Dorigny)

Recent neutron diffraction experiments have shown that some uranium compounds like UAs, USb, have complex antiferromagnetic ground states, called multiple k -structures. We give a description of these states and show that they are the result of an anisotropic exchange and a crystal field interaction.

Das magnetische Verhalten von $\text{TmSe}_{0.60}\text{Te}_{0.40}$ unter Druck

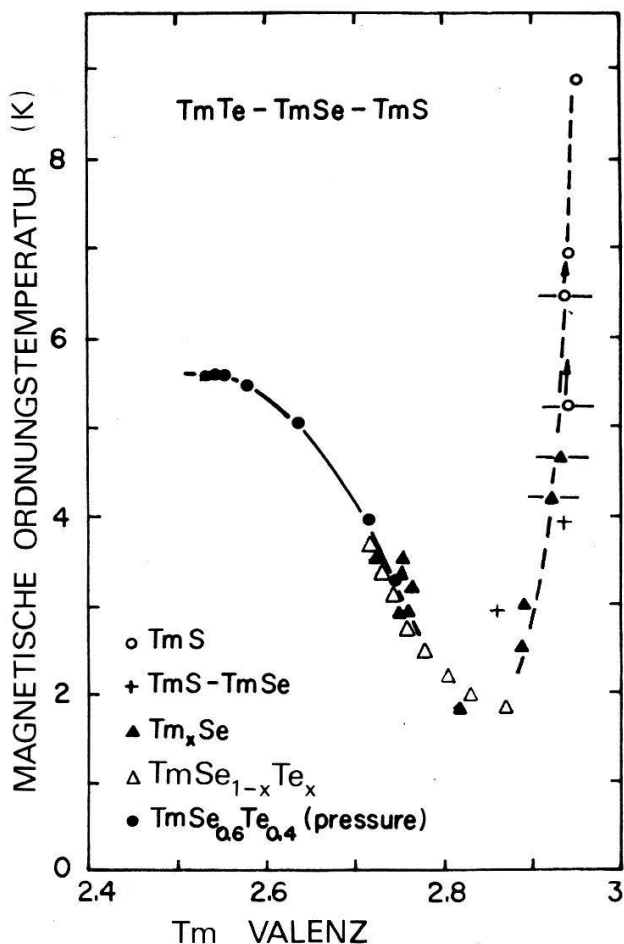
H. BOPPART, E. KALDIS und P. WACHTER

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

B. BATLOGG und D. B. MCWHAN

(Bell Laboratories, Murray Hill, New Jersey, USA)

Die Anstrengungen, den Magnetismus der zwischenvalenten Tm-Verbindungen zu verstehen, sind auf die einzigartige Situation zurückzuführen, dass beide in Frage kommenden Valenzkonfigurationen magnetisch sind. Mit zunehmender Tm Valenz ändern die magnetischen Strukturen von ferromagnetisch ($\text{TmSe}_{0.83}\text{Te}_{0.17}$) [1] zu antiferromagnetisch I (TmSe) [2] zu antiferromagnetisch II (TmS) [3]. Um Einblick in den Mechanismus, welcher den magnetischen Zustand bestimmt, zu gewinnen, wurde die Tm Valenz durch chemische Variation der Stöchiometrie in TmSe [4] oder durch Legieren von TmSe mit TmTe oder TmS verändert [1, 5]. Da mittels chemischer Variation der Zusammensetzung, und den damit verbundenen präparativen Schwierigkeiten, die Valenz der Tm Ionen nur in engen Grenzen variiert werden kann, entschlossen wir



Figur 1

Magnetische Ordnungstemperaturen in Funktion der Valenz, wie man sie aus Gitterkonstantenmessungen erhält, für zwischenvalente Tm Chalkogenid-Verbindungen.

uns, die magnetische Ordnung an einer, durch Druck induzierten, metallischen Phase der anfänglich halbleitenden Verbindung $\text{TmSe}_{0.60}\text{Te}_{0.40}$ zu studieren.

In Fig. 1 ist die Änderung der magnetischen Ordnungstemperaturen in Funktion der Valenz, wie man sie aus Gitterkonstantenmessungen erhält, aufgetragen. Im Bereich direkt nach dem Halbleiter-Metall Uebergang (Valenz ~ 2.5) beobachtet man zuerst eine Art ferromagnetischer Ordnung, die dann mit höherem Druck und damit zunehmender Valenz in antiferromagnetische Ordnung übergeht (Valenz ~ 2.7). Dasselbe Verhalten wurde auch in $\text{TmSe}_{1-x}\text{Te}_x$ Verbindungen für $0.08 \leq x \leq 0.18$ festgestellt [1, 6, 7]. Gleichzeitig nimmt die Ordnungstemperatur vom hohen Wert von 5.5 K bis auf ~ 3 K ab. In diesem Bereich kann die magnetische Ordnung recht gut durch die Doppelaustausch-Wechselwirkung beschrieben werden. Die Stärke des Doppelaustausches wird mit abnehmendem Grad der Valenzmischung schwächer, was mit dem beobachteten Verhalten übereinstimmt. Bei einer Valenz von 2.8 beträgt die Ordnungstemperatur nur noch ~ 2 K, steigt aber für zunehmende Valenz wieder stark an. Für dieses Verhalten kann die destabilisierende Wirkung der Valenzfluktuation verantwortlich gemacht werden.

REFERENZEN

- [1] B. BATLOGG, H. R. OTT und P. WACHTER, Phys. Rev. Letters 42, 278 (1979).
- [2] H. BJERRUM MØLLER, S. M. SHAPIRO und R. J. BIRGENEAU, Phys. Rev. Letters 39, 1021 (1977).
- [3] W. C. KOEHLER, R. M. MOON und F. HOLTZBERG, J. Appl. Phys. 50, 1975 (1979).
- [4] B. BATLOGG, H. R. OTT, E. KALDIS, W. THÖNI und P. WACHTER, Phys. Rev. B19, 247 (1979).
- [5] U. KÖBLER, K. FISCHER, K. BRICKMANN und H. LUSTFELD, J. Magn. Magn. Mat. 24, 34 (1981).
- [6] S. KIENER, Diplomarbeit ETH Zürich, Frühling 1982.
- [7] P. FISCHER, W. HÄLG, P. SCHOBINGER-PAPAMANTELLOS, H. BOPPART, E. KALDIS und P. WACHTER, Proceedings der "International Conference on Valence Instabilities", P. WACHTER und H. BOPPART ed., North Holland Publishing Company 1982.

Mössbauer and magnetic anisotropy studies of the pseudo one-dimensional ferromagnet $\text{Ti}_2\text{Fe}_6\text{Te}_6$

J. SLIVKA¹⁾, H. KELLER, M. PELIZZONE and A. PERRIN

(Physik-Institut der Universität Zürich, Schönberggasse 9, CH-8001 Zürich; Université de Genève, DPMC, 32 bd d'Yvoy, CH-1211 Genève 4, and Laboratoire de Chimie Minérale B, Université de Rennes, F-Rennes)

We report Mössbauer and magnetization studies of the magnetic chain structure $\text{Ti}_2\text{Fe}_6\text{Te}_6$ which exhibits a rather unusual phase transition at $T_c = 222$ K [1]. At 4 K, powder samples show magnetically split Mössbauer spectra ($H = 234(3)$ kG). Already far below T_c the spectra contain a paramagnetic component that increases with temperature. Magnetization measurements of single crystals show a large anisotropy in the saturation magnetization at 5 K, as well as in the spontaneous magnetization in a small field (100 G) indicating that the magnetic

¹⁾ On leave from Institute of Physics, University of Novi Sad (YU).

moments are aligned along the chains in agreement with the Mössbauer results. Possible reasons for this unusual phase transition will be discussed.

REFERENCE

[1] M. PELIZZONE, H. W. MEUL and B. LACHAL, SPG Frühjahrstagung 1982.

Two-dimensional solitary contribution to the Mössbauer linewidth in the layered antiferromagnet KFeF_4

H. KELLER, I. M. SAVIĆ,¹⁾ and J. SLIVKA²⁾

(Physik-Institut der Universität Zürich, Schönberggasse 9, CH-8001 Zürich)

Abstract. In the quasi two-dimensional (2d) antiferromagnet KFeF_4 , well above the 3d ordering temperature T_N , an exponential contribution to the Mössbauer linewidth $\Delta\Gamma \propto \exp(+E/k_B T)$ is observed that appears to be associated with nonlinear solitary excitations. The observed activation energy $E/k_B \approx 1040$ K is consistent with the presence of thermally activated localized spin clusters (dynamic 2d solitons) with a long lifetime. Our Mössbauer results are in fair agreement with the recent ESR results of Waldner [3] obtained for various layered 2d antiferromagnets.

Mössbauer spectroscopy offers a good method to study nonlinear phenomena in low-dimensional magnetic systems [1]. Spin fluctuations arising from nonlinear excitations may lead to a line broadening $\Delta\Gamma$ of the Mössbauer line. For a 1d antiferromagnet with Ising-type anisotropy, Mikeska [2] has predicted an exponential temperature dependence of $\Delta\Gamma$ due to solitary excitations for $T \geq T_N$:

$$\Delta\Gamma \propto \exp(+E/k_B T) \quad (1)$$

where E corresponds to the energy of moving domain walls (1d solitons). This prediction has been confirmed experimentally in quasi 1d uniaxial antiferromagnets by Thiel et al. [1].

Recently, Waldner [3] has empirically found a similar exponential temperature behavior of the broadening of the ESR linewidth above T_N for various layered 2d antiferromagnets. Some of his results are summarized in Table 1.

Table 1.

Summary of ESR and Mössbauer results for various layered 2d antiferromagnets with $S = 5/2$ (after Waldner [3]).

Compound	E/k_B (K)	$E/k_B T_N$	$E/(2 J S^2)$
K_2MnF_4	310(30)	7.3	6.0(6)
Rb_2MnF_4	325(30)	8.5	6.9(6)
$(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{MnCl}_4$	380(30)	8.5	6.1(5)
$(\text{CH}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{MnCl}_4$	385(40)	8.9	6.7(7)
KFeF_4^*	1040(250)	7.7	6.2(1.5)

*) Mössbauer results of this work.

¹⁾ Permanent address: Faculty of Natural and Mathematical Sciences, Belgrade (YU).

²⁾ On leave from Institute of Physics, University of Novi Sad (YU).

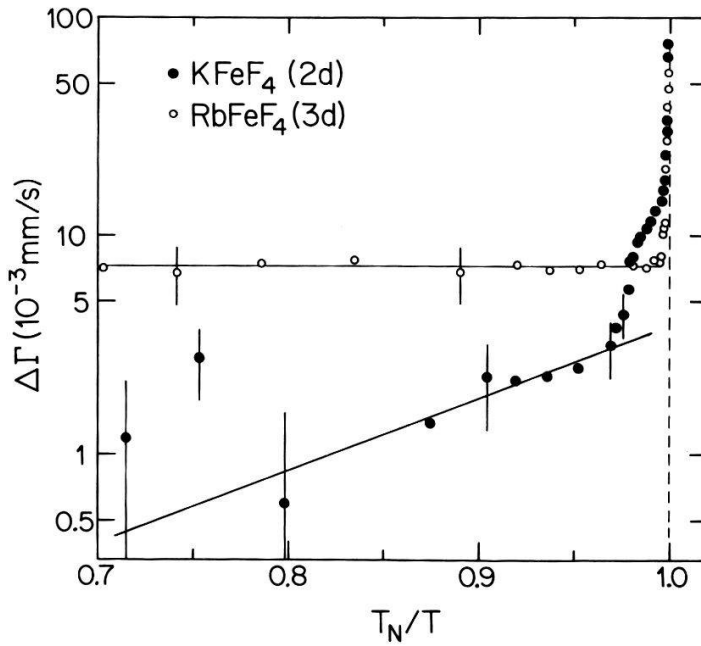


Figure 1

Line broadening $\Delta\Gamma$ for KFeF_4 (full circles) and RbFeF_4 (open circles) versus T_N/T . $\Delta\Gamma$ is obtained by subtracting the natural linewidth ($\Gamma_0 = 0.194 \text{ mm/s}$) from the experimental linewidth Γ corrected for self-absorption effects due to a finite sample thickness. Note that due to probable sample inhomogeneities, $\Delta\Gamma$ for RbFeF_4 is not zero.

The critical behavior of the layered 2d antiferromagnet KFeF_4 has previously been studied by our group using Mössbauer spectroscopy [4]. In the critical region above $T_N = 135.8 \text{ K}$ a characteristic line broadening $\Delta\Gamma$ due to critical spin fluctuations is observed (Fig. 1). In the intermediate temperature region $1.03 T_N \leq T \leq 1.25 T_N$, however, $\Delta\Gamma$ is well described by an exponential temperature dependence [Eq. (1)] as illustrated in Fig. 1. The corresponding activation energy is $E/k_B = 1040(250) \text{ K}$. Although the observed effect is small and the errors of $\Delta\Gamma$ are rather large compared to the ESR data [3], our Mössbauer results are in fair agreement with those from ESR as shown in Table 1. For comparison the data for the layered 3d antiferromagnet RbFeF_4 [4] are also included in Fig. 1. Note that in this 3d magnetic system no such effect is observed; $\Delta\Gamma$ exhibits no temperature dependence, except very close to T_N where critical fluctuations are present.

To create 2d static solitons [5] a minimum energy, $E_0 \approx 100 \times 2 |J| S^2$, is required which is much higher than the measured energies (Table 1). However, computer simulations by Waldner [3] have shown that, well above T_N , dynamical localized 2d excitations (dynamic 2d solitons) with the observed energies have a long lifetime. Furthermore, it is interesting to note that the experimental activation energies are roughly given by $E \approx 6 \times 2 |J| S^2$ (Table 1). In a classical picture, this is the energy needed to flip two neighboring spins (six reversed exchange bonds) in a simple 2d magnetic system [3].

In conclusion, our finding seems to indicate that in the 2d antiferromagnet KFeF_4 , well above the 3d ordering temperature, solitary excitations are observed. More precise measurements which are in progress will further test this hypothesis.

Acknowledgments

We wish to thank Dr. B. M. Wanklyn (Oxford University) for kindly providing us with the KFeF_4 single crystals and to Prof. F. Waldner and Prof. W. Kündig for helpful comments. This work is supported by the Swiss National Science Foundation.

REFERENCES

- [1] R. C. THIEL, H. DE GRAAF, and L. J. DE JONGH, *Phys. Rev. Lett.* 47, 1415 (1981).
- [2] H. J. MIKESKA, *J. Phys. C13*, 2913 (1981).
- [3] F. WALDNER, to be published in *J. Magn. Magn. Mat. (ICM'82)*, and references therein.
- [4] I. M. SAVIĆ, H. KELLER, W. KÜNDIG, and P. F. MEIER, *Phys. Lett.* 83A, 471 (1981); I. M. SAVIĆ and H. KELLER, *Helv. Phys. Acta* 54, 234 (1981); 54, 603 (1981); H. KELLER and I. M. SAVIĆ, to be published.
- [5] A. M. KOSEVICH, B. A. IVANOV, and A. S. KOVALEV, *Physica* 3D, 363 (1981).

Variation de la chaleur spécifique électronique de TiBe_2 avec le champ magnétique: comparaison avec des mesures de l'aimantation

F. ACKER et R. HUGUENIN

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

La variation de C_e avec H dans TiBe_2 , pour $H \leq 170$ kOe [1] est confrontée à des mesures de l'aimantation $M(H, T)$. L'égalité $\partial (C_e/T)/\partial H = H \partial^2 \chi / \partial T^2$ tirée de $\partial S / \partial H = \partial M / \partial T$ (S = entropie) est bien vérifiée. L'absence d'un effet mesurable de H sur C_e en-dessous de 50 kOe est liée aux accidents de la courbe $\partial^2 \chi / \partial T^2(H)$. Positive près de $H = 0$, $\partial^2 \chi / \partial T^2$ à $T \cong 2$ K devient très petite entre 15 et 35 kOe avant de sauter à de grandes valeurs négatives pour $H \geq 55$ kOe (là où un pic de $\partial M / \partial H$ est observé). L'existence de ces trois 'régimes' pourrait être due à des détails de la densité d'états électroniques $N(\epsilon)$. On discutera brièvement la possibilité d'appliquer la théorie des paramagnons à TiBe_2 .

REFERENCE

- [1] G. R. STEWART et al. *Phys. Rev B* 25, 5907 (1982) et à publier.

Décomposition d'une somme de décroissances exponentielles basée sur la transformée de Mellin (EXMEL)

P. TSCHARNER, P. DESCOUTS et M. PETER

(Université de Genève, Département de Physique de la Matière Condensée, 24, Quai Ernest-Ansermet, CH-1211 Genève 4)

La méthode que nous avons développée permet d'obtenir une fonction du type

$$f(t) = \sum_{i=1}^n A_i e^{-t/z_i}$$

sous forme d'un spectre dont les pics correspondent en amplitude et position aux différentes composantes exponentielles.

Nous présentons quelques résultats obtenus avec cette méthode dans l'analyse de mesures de temps de relaxation T_2 en précession libre lors d'expériences de résonance magnétique nucléaire.

Supraconductibilité

Microwave absorption in granular superconducting Al films

E. STOCKER and J. BUTTET

(Institut de Physique Experimentale, EPFL, PHB-Ecublens, CH-1015 Lausanne)

A low temperature bolometric technique has been developed which allows to measure the absolute value of the power absorbed in small metal particles at microwave frequencies. The sample, placed in a microwave cavity, is deposited on one end of a sapphire substrate. At the other end both a detecting bolometer and a calibrating heater are attached. The system has been used to measure absorption in granular Al films. The samples have been prepared by evaporating Al in an O_2 atmosphere and have been characterized by electron microscopy and dc resistivity measurements. Our preliminary results agree with those of K. A. Müller et al. [1], they show a strong absorption in the normal state, decreasing when the sample becomes superconducting.

REFERENCE

[1] Phys. Rev. Lett. 45, 832 (1980).

Dynamics of the melting transition of a two-dimensional lattice of superconducting vortices

P. MARTINOLI, M. NSABIMANA, H. BECK and M. PUGA

(Institut de Physique, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel)

We report a study of the temperature dependence of the complex vortex impedance, $Z(T)$, of thin superconducting granular Al-films mounted in a Corbino-disk geometry. In this configuration only shear modes of the vortex lattice are excited by the radially flowing ac current. The ac response of the film is therefore expected to be particularly sensitive to the unique dynamical features associated with a melting transition of the 2-dim. vortex lattice driven by the unbinding of dislocation dipoles [1]. On the basis of a dynamical model, similar in the spirit to that proposed by Ambegaokar et al. [2] for the superfluid transition of 2-dim. He-films, peak structures showing up in both the dissipative and dispersive components of $Z(T)$ can indeed be interpreted as a signature of dislocation mediated melting of the vortex lattice. The important role of pinning in our experiments is discussed.

REFERENCES

- [1] M. KOSTERLITZ and D. J. THOULESS, *J. Phys. C* 6, 1181 (1973).
[2] V. AMBEGAOKAR et al., *Phys. Rev. B* 21, 1806 (1980).

Josephson effects in planar variable-thickness S-N-S microbridges

P. LERCH, O. LIENGME, W. LIU and P. MARTINOLI

(Institut de Physique, rue A.-L. Brequet 1, CH-2000 Neuchâtel)

The oblique evaporation technique through undercut optically patterned photoresist stencils developed by Dolan [1] has been used to fabricate planar variable-thickness S-N-S microbridges. Using this method, high quality S-N-S devices are obtained by means of two oblique evaporations in quick succession and perpendicular to each other. A study of devices consisting of wide 300 nm-thick superconducting Pb-banks connected by a 30 nm-thick Cu-bridge, whose width and length can be varied between 0.5 μm and 10 μm and between 0.1 μm and 0.5 μm respectively, is reported. With bridge resistances ranging from 0.1 Ω to 1 Ω , we find $I_c R$ -products in excellent agreement with the Likharev-theory and of the order of the limiting value $2\Delta_{\text{Pb}}/e$ in the shortest bridges, a performance never reached so far in similar devices. The I-V-curves show hysteresis only at the lowest temperatures of our experiments and exhibit a large number of sharp quantum steps when the samples are exposed to microwave radiation.

REFERENCE

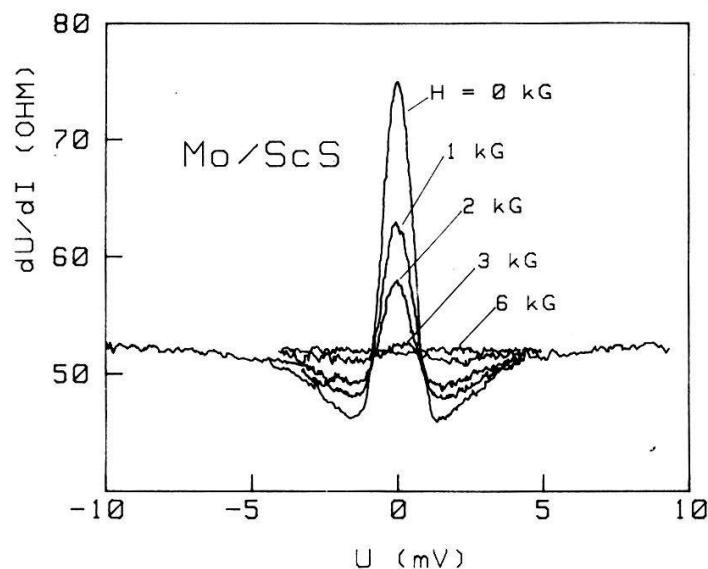
- [1] G. J. DOLAN, *Appl. Phys. Lett.* 31, 337 (1977).

Punktkontakt-Spektroskopie an Supraleitern

I. FRANKOWSKI, M. MOSER und P. WACHTER

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

Punktkontakte, d.h. Kontakte zwischen metallischen Proben und einer sehr feinen metallischen Spitze, eignen sich bei tiefen Temperaturen zur Spektroskopie von niederenergetischen Anregungen (Phononen, magnonen, ...) wenn die mittleren freien Weglängen der Elektronen grösser als der Kontaktdurchmesser sind ($\phi \sim 10 - 100 \text{ \AA}$). Die Stromspannungskennlinien solcher Kontakte sind nichtlinear; der dynamische Widerstand $dU/dI(U)$ ist proportional zur energieabhängigen Streurate $\tau^{-1}(eU)$, während $d^2U/dI^2(U)$ prinzipiell die Eliashbergfunktion $\alpha^2F(\omega)$ wiedergibt [1, 2]. Im Fall, dass ein Kontaktpartner ein Supraleiter (S), der andere ein Normalleiter (N) ist, lassen sich aus der $dU/dI(U)$ Charakteristik eine Reihe Eigenschaften des Supraleiters ableiten. So erhält man z.B. aus der Breite des bei $U=0$ auftretenden Peaks die Grösse des Energiegaps 2Δ ; auf grund der Magnetfeldabhängigkeit lässt sich auf die Art des Supraleiters und die Grösse des kritischen Feldes schliessen (siehe Fig. 1, Beispiel ScS); aus



Figur 1
Dynamischer Widerstand $dU/dI(U)$ eines ScS-Punktkontaktes mit Mo als normalleitende Referenzelektrode im Magnetfeld.

der Temperaturabhängigkeit kann man die kritische Temperatur T_c bestimmen. Darüber hinaus lässt sich an S-N Kontakten das äusserst interessante Phänomen der Umwandlung eines 'Normal'-Stroms in einem 'Supra'-Strom studieren, zu dem bisher wenig theoretische Betrachtungen vorliegen [3, 4].

REFERENZEN

- [1] YANSON I. K., Sov. Phys. JETP, 39 No. 3, 506, (1974).
- [2] JANSEN A. G. M., VAN GELDER A. P. und WYDER P., J. Phys. C: Solid State Phys., 13, 6073 (1980).
- [3] ARTEMENKO S. N., VOLKOV A. F. und ZAITSEV A. V., Solid State Commun. 30, 771, (1979).
- [4] ZAITSEV A. V., Sov. Phys. JETP, 51, 111, (1980).

Temperature dependence of the critical fields of copper in proximity with Nb-Ti

D. MAREK, J. C. WEBER and A. C. MOTA

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

We have observed a full Meissner effect in copper in contact with Nb-Ti below 100 mK. Samples consisted typically of thick Nb-Ti wires ($d_s \cong 50 \mu\text{m}$) in contact with copper ($d_n \cong 10 \mu\text{m}$). Extremely sharp transitions in the magnetization curves are observed when the induced superconductivity in copper is destroyed at the breakdown fields.

Determination of the flux flow viscosity coefficient of superconducting indium films from flux flow velocity data

T. TAKAYAMA and L. RINDERER

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

The velocity of the flux flow in superconducting indium films has been measured using the interference effect of a moving flux line lattice [1]. In fixed magnetic fields, the velocities increase linearly with transport current within appropriate ranges. The flux flow viscosity coefficient is determined from the slopes of the linear portions as a function of magnetic field. At high temperatures, the viscosity coefficient is independent of magnetic field in low fields and decreases with magnetic field in higher fields.

REFERENCE

- [1] T. TAKAYAMA and L. RINDERER, *Phys. Lett.*, 86A, 245 (1981).

Structure images and defects in Nb₃Sn

Y. KITANO and H.-U. NISSEN

(Electron Microscopy Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

In this report, results of a high resolution electron microscopic investigation of cubic Nb₃Sn from multifilament superconductors are presented. The inter-metallic compound Nb₃Sn has the A15-type crystal structure, in which three sets of Nb-atom chains are arranged along three mutually perpendicular directions. A first structure image resolving the individual Nb-atom chains was obtained by Nissen et al. [1]. Several structure images with improved quality of the same material as well as a structure image of an isolated dislocation were subsequently obtained by the same group [2]. Here we present two structure images showing reversed contrast. The individual Nb-atom chains in these two micrographs correspond to black and white dots, respectively. Further, a micrograph showing several defects will be discussed.

High resolution structure images were taken with a JEOL JEM 200 CX electron microscope fitted with a high resolution polepiece for the objective lens, for which the spherical aberration constant is 1.2 mm. The detailed experimental procedures as well as the method of the image contrast calculation were those used in the previous studies [1, 2].

Two structure images in the [001]-projection are presented in Figs. 1 and 2. These were obtained through averaging the contrast over several unit cells by lateral shift of the photographic paper and multiple exposure. The paper was shifted three times in the case of Fig. 1 and four times for Fig. 2. The original micrograph corresponding to Fig. 1 has already been published in Fig. 2(b) of the previous report [2], and should be compared with the present Fig. 1. In this figure, the images of Nb-atom chains are arranged regularly with a period corresponding to the lattice parameter, i.e. 5.3 Å. With the same periodicity, black dots

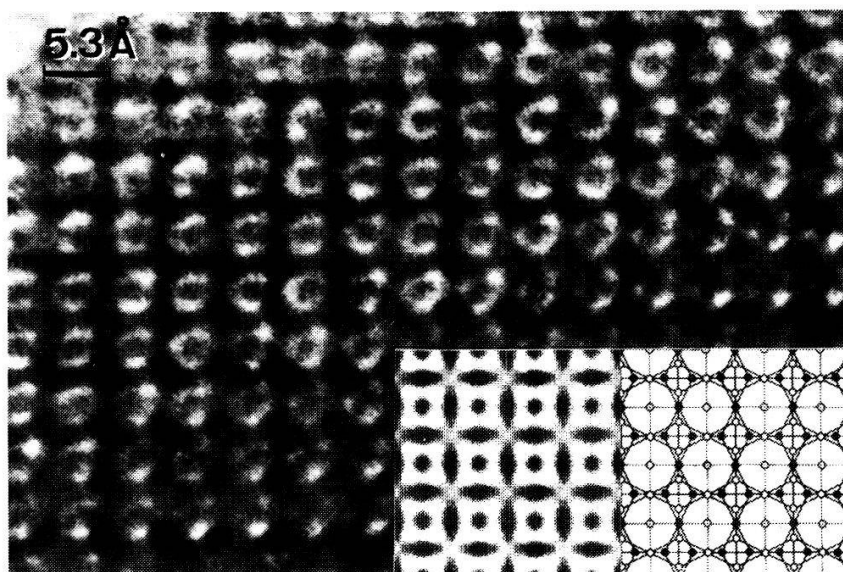


Figure 1

Structure image of Nb_3Sn . The black dots at the centre of the white rings correspond to the Nb-atom chains. In the right lower corner the projected A15-type structure and, to the left of the structure scheme, the calculated image contrast are inserted.

surrounded by a white ring can be recognized. In the right lower corner of Fig. 1, the projected A15-type structure is shown, in which the Nb-atom chains parallel to the incident beam are represented by circles with dots. To the left of the structure scheme, the calculated image contrast is shown for comparison with the observations. In the multislice calculation, 89 beams were used. The specimen thickness was assumed to be $21 \text{ \AA}$, and $\Delta f = -700 \text{ \AA}$ was taken as the defocus value. On the basis of a comparison between the observed and the calculated images shown in Fig. 1, it is concluded that the black dots at the centre of the

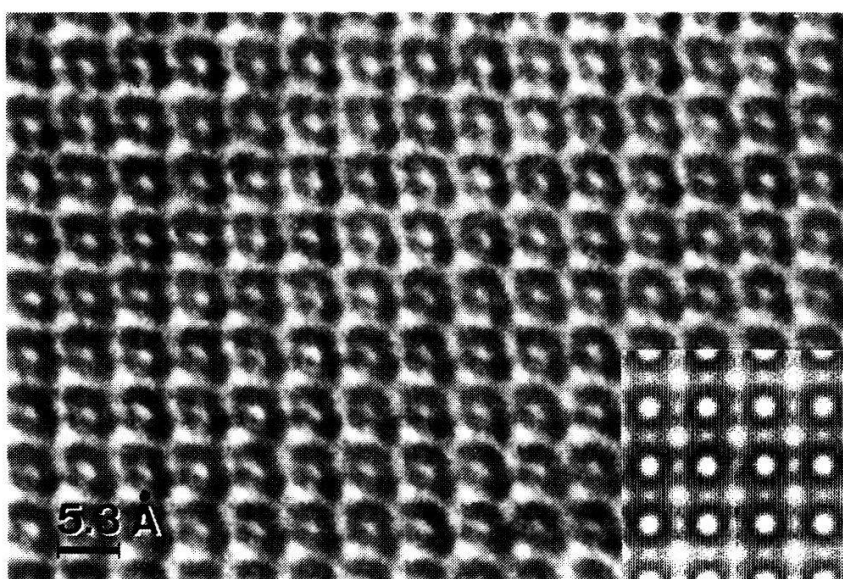


Figure 2

Structure image showing a reversed contrast with regard to Fig. 1. The white dots at the centre of the dark rings correspond to the Nb-atom chains. In the right lower corner, the calculated image contrast is shown.

rings in the observed image correspond to the individual Nb-atom chains parallel to the [001]-direction.

In Fig. 2, the observed contrast is almost the reverse of Fig. 1, i.e. it appears like a negative print of that figure. The contrast calculation corresponding to the observed image shown in Fig. 2 was made for an underfocus $\Delta f = -467 \text{ \AA}$ and is inserted in the lower right corner of Fig. 2. It shows good agreement with the observation, and therefore the different amount of defocus is the main factor causing the reversal of contrast. Also, it is assumed that the specimen thickness in the area shown in Fig. 2 is $32 \text{ \AA}$ and is therefore thicker than that used for Fig. 1. This difference does not appear, however, to have a decisive influence on the contrast, because very similar contrast patterns result when different thicknesses are used in the multislice calculations. The best fit was obtained for the calculation shown in Fig. 2.

In Fig. 3, a structure image in the [001]-projection containing several defects is shown. This micrograph is an inclined view of the original micrograph obtained by rotating it around the [100]-axis. Through this rotation, the height of the micrograph is reduced to one-half. Several lattice misfits and areas with bent lattice fringes can be observed in this micrograph. The inhomogeneity of the contrast may be due to the strain fields around the defects.

Several possible models for the defects visible in the structure image Fig. 3 may be considered such as a dissociated dislocation, a stacking fault terminating in

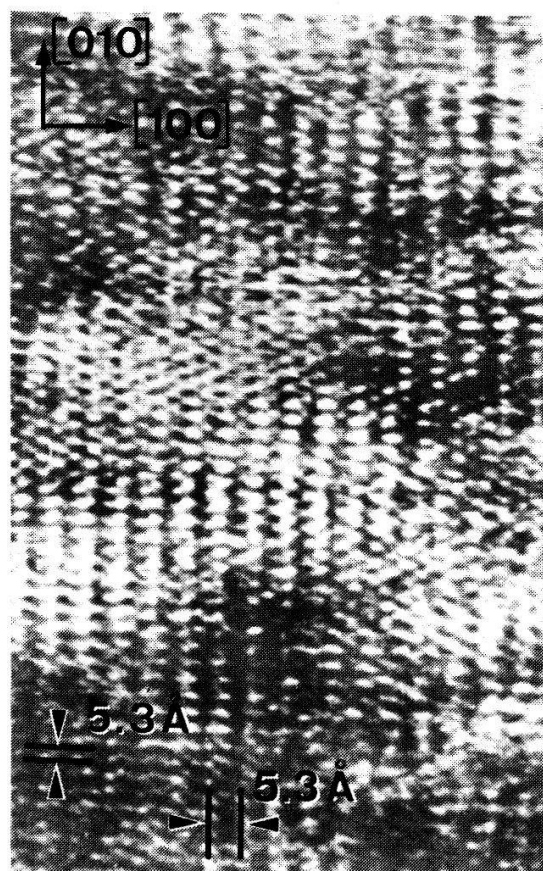


Figure 3
Inclined view of a structure image of Nb_3Sn in the [001]-projection showing several defects. The vertical dimension of the original micrograph has been reduced to one-half.

a dislocation or a planar fault with complex nonrational geometry. Dissociated dislocations have been described in the isotypic compound V_3Si [3, 4]. A full geometric analysis requires more high-quality structure images of isolated defects in connection with low resolution darkfield images of the specimen area containing that defect.

In conclusion, high resolution structure images showing the positions of individual atoms can be obtained in Nb_3Sn filament materials. It has further been shown that these materials contain defects in the form of dislocations and possibly stacking faults. These defects are indicated by the bent lattice fringes and the irregularities in the structure image contrast. Further progress in the analysis of these defects can be expected by a combination of darkfield imaging and high resolution structure imaging for particular defects in materials having the Nb_3Sn structure. In these experiments, the resolution of the structure images should be equal to that of the images of periodic regions shown in Figs. 1 and 2.

We thank K. Kwasnitza and D. Salathé for providing the specimens and many discussions, R. Wessicken for the technical assistance and Prof. J.L. Olsen for his continuous stimulation of our work. This study was in part financed by Swiss National Science Foundation.

REFERENCES

- [1] H.-U. NISSEN, R. WESSICKEN, K. KWASNITZA and D. SALATHE, *Helv. Phys. Acta* 54, 611 (1981).
- [2] Y. KITANO, H.-U. NISSEN and K. KWASNITZA, *Cryogenics* 22, 635 (1982).
- [3] B. LAMINE, F. REYNAUD, C. MAI and J. P. SENATEUR, *Phil. Mag.* A38, 359 (1978).
- [4] B. LAMINE, J. P. SENATEUR and F. REYNAUD, *J. Microsc. Spectrosc. Electron* 5, 745 (1980).

Production of Nb–Au alloys by condenser discharge

M. F. DA SILVEIRA, R. F. R. PEREIRA and E. MEYER

(Instituto de Física, UFRJ, B1.A-4, Cidade Universitária, 21944 Rio de Janeiro, Brasil)

Hundreds of Nb–Au samples, covering the complete compositional spectrum, have been produced, using a condenser discharge technique described earlier [1]. The niobium rich samples had all the A-2 structure, being metastable in a large compositional range. Annealing these samples, for 20–60 h at temperatures of 800–1200°C, we got (other structures including) the A-15 structure with superconducting critical temperatures up to 11.1 K at a lattice parameter of 5.203 Å. This work was financially supported by the institutions CNPq and FINEP.

REFERENCE

- [1] RUI F. R. PEREIRA and ERICH MEYER, *Helv. Phys. Acta* 52, 30 (1979).

Positrons

A high resolution apparatus for the study of the positron annihilation in solids

R. SACHOT, A. A. MANUEL, P. DESCOUTS, M. PETER, P. E. BISSON, A. DUPANLOUP and E. PERRÉARD
(Université de Genève, DPMC, 24, Quai Ernest-Ansermet, CH-1211 Genève 4)

We present an experimental set-up based on high density proportional chambers to detect the angular correlation of the positron annihilation radiation (2D-ACPAR) in solids. The main characteristic of this apparatus is its high angular resolution ($0.25 \times 0.3 \text{ mrad}^2$) which permits precise measurements of the Fermi surface in metals and alloys.

Mesure de la surface de Fermi du Lithium par annihilation de positrons

L. OBERLI, A. A. MANUEL, R. SACHOT et P. DESCOUTS
(Université de Genève, DPMC, 24, Quai Ernest-Ansermet, CH-1211 Genève 4)

Nous avons mesuré la distribution bidimensionnelle des corrélations angulaires de la radiation d'annihilation des positrons dans le Lithium. L'échantillon monocristallin, a été obtenu par une technique de Bridgmann modifiée. Cette mesure nous a permis de déterminer l'anisotropie de la surface de Fermi dans le plan (110). L'anisotropie évaluée à 1.7%, est en accord avec les résultats précédents de Barinski et al. [1]. La comparaison de nos résultats avec un calcul théorique de MacDonald [2], utilisant un potentiel non local, montre également un bon accord.

REFERENCES

- [1] S. L. BARINSKI, R. J. DOUGLAS and A. T. STEWART, in Positron annihilation, HASIGUTI R. R. and FUJIWARA K. (eds) (The Japan Institute of Metals 1979), p. 665.
- [2] A. H. MACDONALD, J. Phys. F 10 (1980) 1737.

Study of the electron momentum distribution in vanadium by positron annihilation

A. A. MANUEL, R. SACHOT, P. DESCOUTS and M. PETER
(Université de Genève, DPMC, 24, Quai Ernest-Ansermet, CH-1211 Genève 4)

R. M. SINGRU and A. K. SINGH
(Indian Institute of Technology, Kanpur - 208016, India)

We have measured the 2D-distribution of the angular correlation of the positron annihilation (2D-ACPAR) in four planes of the vanadium. The results are compared with calculations of the electron momentum distribution and with the theoretical Fermi surface.

The reconstruction of the Fermi surface from positron annihilation measurements

A. A. MANUEL

(Université de Genève, DPMC, 24, Quai Ernest-Ansermet, CH-1211 Genève 4)

We describe how the Fermi surface can be reconstructed from bidimensional angular correlation of positron annihilation (2D-ACPAR). We show results obtained for Vanadium and for the superconducting compound V_3Si . The Fermi surfaces obtained are compared with results of band structures calculations using the Linear Muffin Tin Orbital (LMTO) method of T. Jarlborg [1].

REFERENCE

[1] T. JARLBORG et al. Submitted to Phys. Rev. B.

Positroniumbildung in dehydriertem $ErFe_2$

F. HEINRICH, M. KÜNG und F. STUCKI

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

U. ZIMMERMANN

(Eidg. Institut für Reaktorforschung, CH-5303 Würenlingen)

In Uebereinstimmung mit Positronenuntersuchungen an ultrafeinen Pulvern von Fe und Ni tritt eine verblüffend starke Positronium (Ps)-Bildung an dehydrierten Proben der Fe-haltigen Wasserstoffspeichermaterialien auf. Das wird am Beispiel des $ErFe_2$ bestätigt. Detailliertere Untersuchungen zeigen, dass die Wärmebehandlung während und nach der Dehydrierung eine entscheidende Rolle spielt. Verschiedene Effekte konkurrieren dabei miteinander: Wachsen der Abscheidung reinen Eisens an der Kornoberfläche, Ausheilen von Punktdefekten (Positroneneinfang) im Inneren der Körner, thermische Veränderung der inneren Oberfläche u.a. In Proben, die hohen Drucken ausgesetzt werden, verschwindet die Ps-Bildung nahezu vollständig. Die Resultate werden mit früheren e^+ -Untersuchungen an $FeTi$, $LaNi_5$ und Mg_2Ni verglichen.

Einfluss elektrischer Felder auf die Transmission von Elektronen und Positronen in Polymeren

F. HEINRICH und A. SCHILTZ

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

Bei Positronen-Implantations- und Transmissionsexperimenten wurde ein unerwartet starker Einfluss elektrischer Felder auf den Abbremsvorgang festgestellt. Mit den hier beschriebenen Transmissionsexperimenten an Polypropylen, Polyäthylen und Acrylgas wird gezeigt, dass auch für Elektronen von ^{32}P und ^{204}Tl [$\epsilon(\beta^-, \max) = 1.71$ bzw. 0.766 MeV] im wesentlichen die gleichen Effekte

wie bei Positronen beobachtet werden: Die relative Änderung des linearen Schwächungskoeffizienten folgt im Feldstärkenbereich $E = 0 \div 150$ kV/cm der Relation $aE + bEx$ (x = Probendicke). Darin wird der 1. Term einer Fokussierungswirkung, der 2. einem Energietransfer zugeschrieben.

Semiconducteurs, défauts

Koexistenz von intrinsischen und extrinsischen Defekten im Polyacetylen

D. BAERISWYL

(Seminar für Theoretische Physik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Optische Absorptionsexperimente an Polyacetylen legen nahe, daß das Dotieren des Materials lokalisierte elektronische Zustände induziert. Dies ist wiederholt als Evidenz für Solitonen (intrinsische Defekte) interpretiert worden; andererseits ist auch eine Erklärung aufgrund von konventionellen Donator- und Akzeptorzuständen (extrinsischen Defekten) vorgeschlagen worden. Ein wesentliches Merkmal, wodurch sich das Soliton vom üblichen Halbleiterbild unterscheidet, besteht darin, daß das lokalisierte Niveau doppelt besetzt ist und daher einen geladenen, aber spinlosen Defektzustand darstellt. Anhand eines einfachen Modells wird gezeigt, daß die beiden Zustände koexistieren können. Dabei wird der Soliton-artige Defekt stark deformiert, seine ungewöhnliche Spin-Ladungs-Charakteristik aber beibehalten.

The E-H plasma in direct-gap GaAlAs under 3-d confinement¹⁾

M. CAPIZZI and S. MODESTI

(Istituto di Fisica, Università di Roma, Rome/Italy)

J. L. STAEHLI

(Institut de Physique Appliquée, EPFL, CH-1015 Lausanne/Switzerland)

M. GUZZI

(Istituto di Fisica, Università di Milano, Milan/Italy)

The electron-hole plasma in direct-gap $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ has been studied by photoluminescence at 2 K for different alloy compositions. The experiments were carried out on micrometric samples, prepared by epitaxy and photolithography, so as to insure plasma confinement and uniformity. This technique made it possible to reach densities up to about ten times the equilibrium density. Using a theoretical model which takes into account the collision broadening of the energy levels of electrons and holes [1], we get very good fits of the luminescence line shapes. The fitted reduction of the gap in function of carrier density is in excellent agreement with theoretical predictions [2].

¹⁾ Research supported in part by the Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

REFERENCES

- [1] H. HAUG and DB. TRAN THOAI: *phys. status solidi (b)*98 (1980), 581.
[2] see eg. P. Vashishta et al: *Phys. Rev. B*10 (1974), 5108.

Photolumineszenz von laserinduzierten Rekombinationszentren in (Al, Ga)As

B. ZYSSET, R. P. SALATHÉ und H. H. GILGEN

(Institut für angewandte Physik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern)

Die Photolumineszenz von lasererzeugten Rekombinationszentren in $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ wurde im Temperaturbereich von 30°K bis 550°K untersucht. Ein Gauss-Linienprofil mit einer Halbwertsbreite, die von 33 meV bei 30°K bis 85 meV bei 300°K variiert, wurde gefunden. Profil und Halbwertsbreite als Funktion der Temperatur werden durch ein configuration-coordinate model beschrieben. Die lasererzeugten Zentren unterscheiden sich signifikant von natürlichen oder thermisch induzierten Zentren: Die Halbwertsbreite ist viel kleiner, die Schiebung des Emissionsmaximums mit der Temperatur ist negativ und thermisches Quenching tritt erst bei Temperaturen von über 300°K auf. Diese Differenzen können durch eine ungewöhnlich kleine Vibrationsenergie des Grundzustandes des Zentrums und durch Änderung des Abstandes X_0 der Potentialminima mit der Temperatur erklärt werden.

Luminescence du piège isoélectronique AgBr:I en fonction de la concentration d'iode

W. CZAJA

(Institut de Physique Appliquée, EPFL, CH-1015 Lausanne)

Il a été observé que, augmentant la concentration de l'impureté iode jusqu'à $8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, le spectre de luminescence de AgBr:I à basse température (2K) ne change pratiquement pas. De plus, entre 1 et $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, on trouve une augmentation remarquable de la largeur de la raie zéro-phonon accompagnée d'un changement en position. Au-dessus d'une concentration de $8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on observe la croissance d'une bande de luminescence à une énergie inférieure à l'énergie d'émission de l'exciton piégé à l'impureté d'iode. On propose d'expliquer ces phénomènes à l'aide d'un modèle basé sur l'interaction entre deux impuretés iode; ces deux impuretés iode pouvant être, soit un iode proche d'un autre iode avec un exciton piégé, soit, dans un cas plus rare, deux iodes avec excitons piégés. Les résultats mentionnés seront publiés.

Pd auf GaAs: die Bildung von Verbindungen beobachtet mit Elektronenspektroskopie

P. OELHAFEN und J. L. FREEOUF
(IBM, Yorktown Heights, USA)

Wir haben die Reaktion von dünnen Pd Filmen (150 Å) auf GaAs bei Wärmebehandlungen bis 500°C mit UPS und XPS (ultraviolett- und Röntgenphotoelektronenspektroskopie) untersucht. Die chemische Reaktion des Pd mit dem GaAs Substrat kann direkt mit den Valenzbandspektren und den Bindungsenergieverschiebungen der Rumpfelektronen verfolgt werden. Die XPS Intensitäten deuten darauf hin, dass Pd in einer ersten Stufe bei 150–200°C eine Verbindung mit Ga bildet und oberhalb 300°C mit As reagiert. Die Valenzbandspektren der ersten Stufe sind ähnlich derjenigen, die von Eastman und Freeouf [1] an einer zwei bis drei atomlagigen Schicht von Pd auf GaAs bei Raumtemperatur gemessen wurden. Die Valenzbandspektren werden mit Bandstrukturrechnungen für verschiedene Verbindungen verglichen.

LITERATUR

[1] D. E. EASTMAN and J. L. FREEOUF, Phys. Rev. Lett. 34, 1624 (1975).

Die Elektronenstruktur von diamantartigen Kohlenstoff-Wasserstoff-Filmen

P. OELHAFEN, J. L. FREEOUF, J. M. E. HARPER und J. J. CUOMO
(IBM, Yorktown Heights, USA)

Wir haben mit Hilfe von Gasentladungs- und Ionenstrahlmethoden wasserstoffhaltige Kohlenstoff-Filme (WKF) hergestellt, die wegen ihrer Härte und dielektrischen Eigenschaften oft als 'amorphe Diamanten' bezeichnet werden. Der Anteil der drei- und vierfach koordinierten Kohlenstoffatome ist allerdings noch umstritten. Unsere Untersuchungen der Elektronenstruktur dieser Filme (Photoemission, Augerelektronen- und Energieverlustspektroskopie) zeigen tatsächlich diamantähnliche Eigenschaften und unterscheiden sich deutlich von denjenigen des Graphits. Der Vergleich der WKF mit Graphit und Polymerfilmen zeigt, dass das C 1s Verlustspektrum ein empfindliches Unterscheidungsmerkmal für die chemische Umgebung der Kohlenstoffatome in diesen Substanzen darstellt.

Electron states of transition-metal interstitial impurities in silicon

S. BARONI and A. BALDERESCHI

(Institut de Physique Théorique and Institut de Physique Appliquée, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, PHB Ecublens, CH-1015 Lausanne)

The stability of the $4s^2 3d^{n-2}$ electron configuration of transition-metal atoms as interstitial impurities in Si is investigated. The host Si crystal is described as a continuum medium and it is assumed to perturb the impurity via screening and orthogonality effects. While screening favours the maximum occupancy of the 4s valence orbitals, orthogonality between the electron states of the impurity and those of the host crystal favours a $4s-3d$ valence electron transfer. In agreement with experimental EPR data, our results indicate that the $4s^2$ singlet configuration is not the most stable in the crystal since the effect of orthogonality overcomes that of screening.

Structure électronique, propriétés optiques**Conduction band of graphite, C_6Li , and C_8K by partial photoyield spectroscopy**C. F. HAGUE¹⁾, G. INDLEKOER, U. M. GUBLER, P. OELHAFEN and H.-J. GÜNTHERODT

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

SCHMIDT-MAY and C. KUNZ

(Hasylab/DESY, D-2000 Hamburg)

The highly anisotropic nature of graphite and the graphite intercalation compounds (GIC's) which are built up of alternating sequences of n graphite layers and an intercalant layer (an alkalimetal for instance) has led to much interest in their detailed band structure.

Here we report on new measurements, related to the conduction band densities of states, obtained by synchrotron radiation induced photoyield measurements. By means of this technique we have probed the partial C 2p, Li 2p and K 4s unfilled states. These spectra will be discussed in relation to earlier measurements and to available theoretical band structure calculations.

¹⁾ Permanent address: Laboratoire de Chimie Physique, Université P. et M. Curie, Paris

Zur elektronischen Struktur von $\text{Ti}_{1-x}\text{V}_x\text{S}_2$

M. SCHÄRLI und J. BRUNNER

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

H. P. VATERLAUS und F. LÉVY

(Institut de Physique Appliquée, EPFL, CH-1015 Lausanne)

Die elektronische Struktur der Schichtverbindung $\text{Ti}_{1-x}\text{V}_x\text{S}_2$ ($0 \leq x \leq 0.2$) wurde mit winkelaufgelöster Photoemission untersucht. TiS_2 zeigt das erwartete Minimum des Ti 3d Leitungsbandes am L -Punkt, sowie zusätzlich ein Störband direkt unterhalb der Fermi Energie E_F , welches auf Ti Ueberschuss zurückgeführt wird. Für $x > 0$ wird ein energetisch tiefer liegendes V 3d Störband beobachtet. Seine Intensität und Bandbreite nehmen zu mit wachsender V-Konzentration bei gleichzeitiger Entleerung der Ti-induzierten Elektronenzustände. Dieses Resultat sowie die ungewöhnliche Konzentrationsabhängigkeit der optischen und Transport-Eigenschaften von $\text{Ti}_{1-x}\text{V}_x\text{S}_2$ können mit einem Akzeptor-Verhalten der V-Verunreinigungen qualitativ erklärt werden.

Démonstration de la tétravalence du Ce dans le CeRu_2 par spectroscopie d'électrons

E. WUILLOUD et YVES BAER

(Institut de Physique, rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel)

M. B. MAPLE

(University of California at San Diego, La Jolla, CA, USA)

L'étude du Cerium et de ses composés par des spectroscopies faisant intervenir l'excitation de niveaux profonds (Absorption de rayon X, XPS) semblent indiquer des états de valence du Ce tout à fait inattendus. Cela s'explique par le fait que de multiples états finals correspondant à différentes populations de la couche 4 f peuvent résulter du processus d'ionisation. Par contre, les spectres BIS (Bremsstrahlung Isochromat Spectroscopy) où uniquement l'occupation d'états au-dessus du niveau de Fermi est induite, montrent univoquement la configuration 4 f^0 (tétravalent) de l'état initial de l'atome de Ce dans le CeRu_2 . Ce résultat est comparé à ceux obtenus pour des composés du Cerium trivalent et à valence intermédiaire.

Optische Uebergänge in orientierten Polyazetylenfilmen

D. BAERISWYL,¹⁾ G. HARBEKE, H. KIESS, E. MEIER und W. MEYER
(Laboratories RCA Ltd., Badenerstrasse 569, CH-8048 Zürich)

Eine Berechnung des Leitfähigkeitstensors für π -Band-Uebergänge gab neue Ergebnisse zur Anisotropie der dielektrischen Funktion. Die intrinsische optische Absorption für linear polarisiertes Licht wurde an Filmen mit parallelen Fibern im Bereich von 0.5 eV bis 11 eV gemessen. Im Bereich der π -Band-Uebergänge finden wir qualitative Uebereinstimmung mit der Theorie, bei höheren Energien treten σ -Band-Uebergänge auf.

¹⁾ Seminar für Theoretische Physik, ETH Zürich

Semi-empirical description of energy bands in nickel

F. WELING
(Université de Lausanne, BSP, CH-1015 Lausanne)

J. CALLAWAY
(Louisiana State University, Baton Rouge, USA)

We use the interpolation scheme of Ehrenreich and Hodges to determine 'experimental' energy bands for nickel using the data of angularly resolved photoemission. The Fermi surface is computed and compared with de Haas-van Alphen results.

Contributions électroniques aux modules élastiques des métaux de transition paramagnétiques de structure b.c.c.

P. BUJARD, M. DACOROGNA et E. WALKER
(Université de Genève, Section de Physique, DPMC, 24 Quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4)

Une particularité des métaux de transition de la colonne VB est le comportement singulier du module élastique C_{44} en fonction de la température. La contribution électronique négative responsable de cet effet a été séparée des autres contributions par extrapolation à partir de mesures à très haute température. Son évolution avec le remplissage des bandes est la même pour les 3 séries d'alliages composés de métaux 3d, 4d et 5d et coïncide avec des changements importants de la topologie de la surface de Fermi.

Optical absorption in hydrogenated microcrystalline silicon

Z. IOBAL, F. A. SAROTT and S. VEPŘEK

(Institute of Inorganic Chemistry, University of Zürich, CH-8057 Zürich)

Optical absorption measured on thin films of hydrogenated microcrystalline silicon, prepared under a wide variety of plasma conditions, will be discussed. Anomalously high measured absorption in the 0.5 to 2.5 eV photon energy range is observed, which has been shown experimentally, via light scattering and surface roughness measurements, to be due primarily to diffuse scattering.

Propriétés de transport, matériaux, structure cristalline**NMR-Messung der Ag-Diffusion in den Superionenleitern RbAg_4I_5 und KAg_4I_5**

H. LOOSER, M. MALI, J. ROOS und D. BRINKMANN

(Physik-Institut der Universität Zürich, Schönberggasse 9, CH-8001 Zürich)

Wir haben nach der Methode der gepulsten Gradienten mittels Kernresonanz die Diffusionskonstante des mobilen Silberkernes ^{109}Ag in den beiden isomorphen Superionenleitern RbAg_4I_5 und KAg_4I_5 für das Temperaturintervall 150–300 K bestimmt. Bei 150 K beträgt die Diffusionskonstante etwa $5 \times 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{s}$ in beiden Strukturen. Beide Verbindungen zeigen um 200 K einen strukturellen Phasenübergang innerhalb der superionenleitenden Phase. In beiden Phasen ist die Diffusion thermisch aktiviert. Für die Aktivierungsenergie (in der Größenordnung 0.12 bis 0.18 eV) erhalten wir die gleichen Werte, die aus Leitfähigkeitsmessungen [1] bestimmt wurden. Allerdings beobachten wir eine relative Änderung der Diffusionskonstanten am Phasenübergang, die grösser als die relative Änderung der Leitfähigkeit ist. Dies weist hin auf eine geringere Korrelation der Ag-Bewegung in der Hochtemperaturphase.

LITERATUR

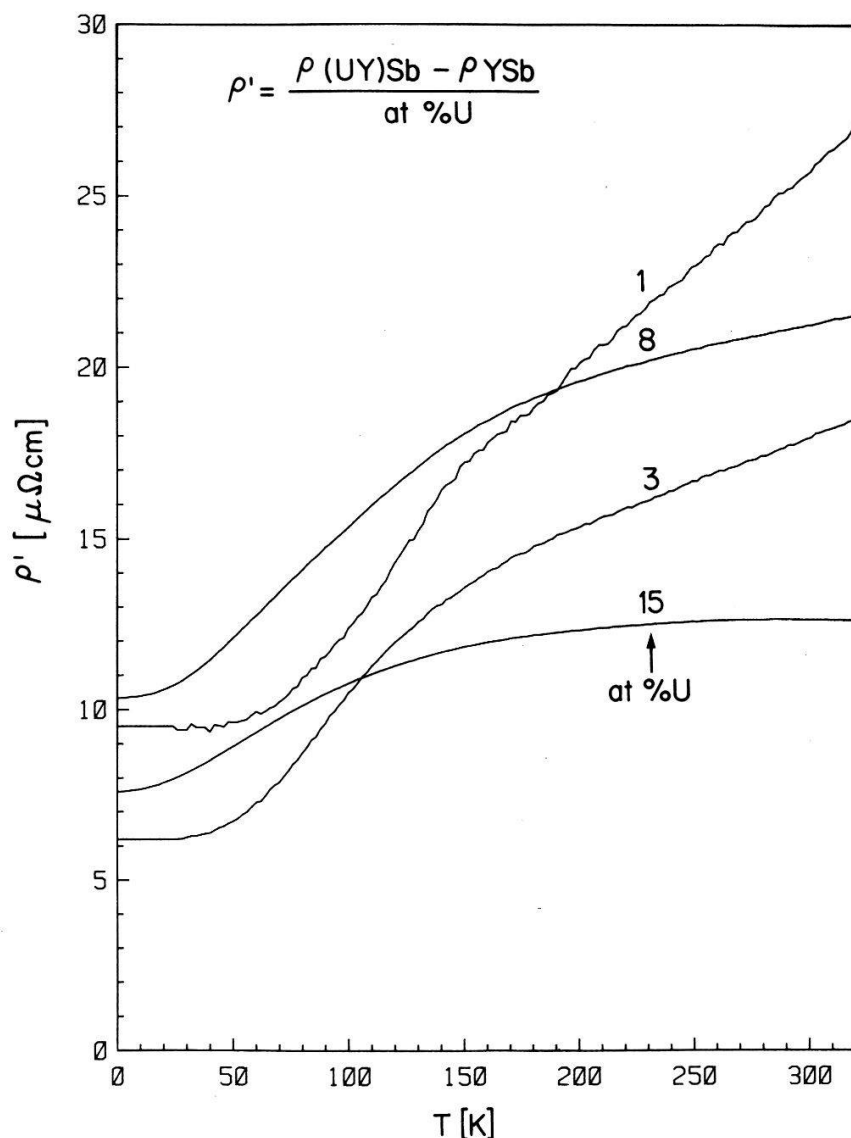
[1] R. A. VARGAS, M. B. SALAMON und C. P. FLYNN, *Phys. Rev. B* **17**, 269 (1977).

Valenzänderung im System (U, Y)Sb

B. FRICK, J. SCHOENES und O. VOGT

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ, CH-8093 Zürich)

USb und die abgeleiteten pseudobinären Mischsysteme (U, Th)Sb und (U, Y)Sb besitzen komplexe magnetische Phasendiagramme [1]. Der Übergang von Antiferromagnetismus in USb zu Ferromagnetismus im Mischsystem (U, Th)Sb lässt sich anhand eines einfachen Modells verstehen [2]. Man geht dabei von einem Uran f^3 -Zustand und dazu antiparallel polarisierten Leitungselektronen aus. Den



Figur 1

Reduzierter spezifischer Widerstand von (U, Y)Sb bei verschiedenen Urankonzentrationen.

Abfall des geordneten magnetischen Moments in (U, Y)Sb bei kleiner Urankonzentration vermag dieses Bild allerdings nicht zu erklären.

Wir haben an (U, Th)Sb und (U, Y)Sb bei verschiedenen Urankonzentrationen von 1% bis 15% den elektrischen Widerstand gemessen. Das Kondoverhalten des Widerstands in Funktion der Temperatur von $U_{0.14}Y_{0.86}Sb$ ist in Uebereinstimmung mit einer f^3 -Konfiguration und einem magnetischen ($\Gamma_8^{(1)}$) Grundzustand. In (U, Y)Sb ist die Widerstandszunahme pro at. % Uran im Konzentrationsbereich von 3% bis 8% unabhängig vom Urangehalt (Fig. 1). Bei tiefen Temperaturen zeigen diese Kurven keine logarithmische Anomalie, stattdessen beobachtet man bei ca. 140 K ein Abkrümmen des Widerstandes. Dies ist konsistent mit einer f^2 -Konfiguration, die im oktaedrischen Kristallfeld als Grundzustand ein unmagnetisches Singulett besitzt. Aus dem Vergleich unserer Widerstandsmessungen mit der Theorie von Fulde und Peschel [3], haben wir eine Anregungsenergie des ersten Kristallfeldniveaus von rund 260 K bestimmt. Da USb nahezu dreiwertiges Uran enthält, interpretieren wir unsere Messungen mit einer Valenzänderung im

System (U, Y)Sb von $U^{3+}(f^3)$ zu $U^{4+}(f^2d)$ mit zunehmender Verdünnung durch Yttrium.

LITERATUR

- [1] J. ROSSAT-MIGNOD, P. BURLET, S. QUEZEL and O. VOGT, *Physica* 102B, 237 (1980).
- [2] B. FRICK, J. SCHOENES, O. VOGT and J. W. ALLEN, *Sol. State Commun.* 42, 331 (1982).
- [3] P. FULDE and I. PESCHEL, *Adv. in Phys.* 21, 1 (1972).

Laserunterstützte Abscheidung von Gallium auf Quarzsubstrate

Y. RYTZ-FROIDEVAUX, R. P. SALATHÉ, H. H. GILGEN und H. P. WEBER

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern)

Ein frequenzverdoppelter Argon-Laserstrahl bei 257.2 nm ist in eine mit Trimethylgallium (TMGa) und Wasserstoff gefüllte Gaszelle fokussiert worden. Durch Photodissoziation von TMGa-Molekülen sind Gallium-Mikrostrukturen auf der Innenseite des Quarzfensters erzeugt worden. Das Gallium wird bevorzugt an bereits gebildeten Metallpartikeln abgeschieden. Dies lässt sich durch Optimierung der Laserleistungsdichte ausnützen, um die Abscheidungszone auf etwa einen Drittel des Fokusedurchmessers (8 μ m) zu beschränken. Die Wachstumsrate der Ga-Filme ist kritisch von der Betriebsart des Lasers abhängig. Im kontinuierlichen Betrieb bleibt sie auf 8 Å/s beschränkt, infolge laserinduzierter Erwärmung und Verflüssigung der Ga-Partikel. Im Pulsbetrieb (mode-locking, 83.3 MHz, 150 ps) konnten Raten bis zu 32 Å/s erreicht werden.

Vergrosserte Van der Waals Kräfte zwischen kleinen Teilchen

H. BURTSCHER und A. SCHMIDT-OTT

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

Die Kollisionsrate kleiner Teilchen in Gassuspension ist mit den van der Waals Kräften zwischen den Teilchen verknüpft. Durch Bestimmung der Koagulationsrate kleiner Aerosolpartikel aus Ag und C konnten zum ersten Mal die van der Waals Kräfte zwischen sehr kleinen Teilchen abgeschätzt werden. Zu diesem Zweck wurde die Teilchenkonzentration und -Grösse als Funktion der Zeit gemessen. Während die Resultate für C etwa den Erwartungen aus Bulk-Daten entsprechen, kann die Koagulation von 14 nm Ag-Teilchen nur mit einer Vergrösserung der van der Waals Kraft um mindestens einen Faktor 10^4 verstanden werden.

Nachweis einer zweiten Br-Lage in $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0,3} \cdot 3,2 \text{H}_2\text{O}$ (KCP) mittels NMR

D. BRINKMANN, H. HUBER, M. MALI und J. ROOS

(Physik-Institut der Universität Zürich, Schönberggasse 9, CH-8001 Zürich)

H. AREND

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

Mit Hilfe gepulster Kernresonanz konnten im quasi-eindimensionalen Leiter KCP zwischen 24 K und 295 K zwei ^{81}Br -Signale nachgewiesen werden, deren Kopplungskonstanten bei 295 K 17.6 MHz (Lage I) und 15.1 MHz (Lage II) betragen. Die KCP-Struktur enthält also zwei Br-Lagen, was schon früher [1] postuliert, aber nicht allgemein akzeptiert worden war. Unser Ergebnis wird durch die Beobachtung von drei ^{39}K -Signalen gestützt, von denen eines (mit Kopplungskonstante 0.86 MHz und Asymmetrie-Parameter 0.45) den Br-freien Einheitszellen, die das Defektwasser enthalten, zugeordnet werden konnte, während die anderen Signale von jenen Zellen stammen, die Br in der Lage I (43% aller Zellen) bzw. der Lage II (17% aller Zellen) aufweisen.

LITERATUR

- [1] J. M. WILLIAMS, J. L. PETERSEN, H. M. GERDES und S. W. PETERSON, Phys. Rev. Letters 33, 1079 (1974).

Bestimmung der gravitativen Hubble-Konstante H_g aus den niederfrequenten 'atmospherics'

J. T. MUHEIM

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

Das Studium des Festkörperfunktenmassenplasmas hat zur Einsicht geführt, dass die an die elektronenimpaktinduzierte Festkörperexplosion anschliessende Expansionsphase des Atomgases Ähnlichkeit hat mit der universalen Rezession der Galaxien bzw. Cluster von Galaxien. Ganz besondere Bedeutung kommt dabei dem sogenannten Funkenfleck zu. Unter dem Fleck hat man dabei die ganze komplexe Phänomenologie der Primärphase rund um die Auflösung der chemischen Bindung und Materieausschleuderung zu verstehen. Nach Ablauf dieser kollektiven Prozesse bleibt in der Elektrode ein Krater mit einem typischen mittleren Radius von ca. 2000 Å zurück [1]. Der Fleckmaterie entspricht dabei kosmologisch die Jeans-Masse. Aus der konsequenten Uebertragung eines Satzes von Fleckbedingungen – die sich teils mit jenen des Standardmodells decken [2] – auf die gravitative universale Situation, ist ein sehr effizientes Modell der kosmologischen Parameter entstanden. Aus den bisherigen Ergebnissen muss geschlossen werden, dass gravitative universale Rezession und schwach wechselwirkende Plasmarezession wahrscheinlich nicht nur ähnlich, sondern sogar formal identisch ablaufen [3]. In der Varietät der quantitativ voraus-sagbaren Parameter ist derzeit kein offensichtlicher Widerspruch mit der

Beobachtung feststellbar. Ein strenger Vergleich ist aber unmöglich, da mit den astronomischen Beobachtungen teils beachtliche Unsicherheiten verknüpft sind.

Das Modell hat nun einige bedeutsame Konsequenzen. Im Universum scheint im Grossen wie im Kleinen alles quantenphysikalisch struktural aufeinander abgestimmt zu sein. Dank diesem Umstand gelingt es, die gravitative universale Rezession zu verallgemeinern und auf die andern bekannten Wechselwirkungen zu übertragen. Rezession ist dabei als dynamischer Archetypus zu verstehen. Sie lässt sich für die i -te Wechselwirkung durch die i -te Feinstrukturkonstante $\alpha_i = e_i^2/\hbar c$ charakterisieren, $i = g, w, s, f$. Aus mikrophysikalischen Aspekten folgt, dass der formalen Ladung e_i eine ladungsäquivalente Masse m_i entspricht: $e_i \triangleq m_i \cdot m_i$ ist eine Comptonmasse und charakterisiert die Stärke der i -ten Wechselwirkung. $\alpha_i m_i c^2$ ist gleich der Coulombarbeit

$$\int_{\chi_{C,i}}^{\infty} (e_i^2/r^2) dr, \text{ wo } \chi_{C,i} = \hbar/m_i c \text{ (int. Masssystem: } e_i^2 \rightarrow e_i^2/4\pi\epsilon_0).$$

Diese Massen sind der Reihe nach: $m_g, m_w = \alpha_s m_e, m_\pi$ und m_p . Während Pion- und Nukleonmasse experimentell gesichert sind, sind m_g und m_w einstweilen hypothetisch, ebenso die formalen Ladungen e_i , ausgenommen e_s . Alle vier Massen sind ausgezeichnet. Weitere quantenphysikalisch ausgezeichnete Massen entstehen, wenn die Aequivalentmassen mit 'large numbers' kombiniert werden, die als $\zeta_i = 1/\sqrt{\alpha_i}$ definiert wurden [3].

Ein hervorstechendes Merkmal des Parametermodells ist nun, dass sich die gravitative Hubble-Konstante H_g in Elementarkonstanten ausdrücken lässt, und damit gemäss vorausgesetzter Unveränderlichkeit der Elementarkonstanten, selber eine fundamentale Konstante ist. Dasselbe gilt für alle andern H_i . Wir betrachten im folgenden nur die schwache Wechselwirkung $i = w$ neben der gravitativen. In Modellnäherung gilt $\alpha_w = \alpha_s^5/4 = 5.018 \times 10^{-12}$ (α_s gleich Sommerfeld-Feinstrukturkonstante). Was bedeutet dies für die Rezession? Die Konstanz von H_g und H_w ist offenbar eine Fundamenteleigenschaft der Rezession, die für das ganze bei der Rezession durchlaufene Radiuskontinuum Gültigkeit behält. Im universalen Fall sind alle Radien, angefangen vom Urradius $R_0 = 2.7 \times 10^{-6}$ m bis zum derzeitigen aktuellen Radius von ca. $R_{akt} = 13$ Milliarden Lichtjahren [4], durchlaufen worden. Die Bedingung gilt aber auch für die noch nicht aktualisierten Radien, also im Fall der kritischen Expansion bis $R \rightarrow \infty$. Die Hubble-Zeiten $\tau_g = 1/H_g$ und $\tau_w = 1/H_w$ sind strikt konstant und für jede Rezessionsphase gültig. Anders ausgedrückt: wird ein beliebiger Punkt der gravitativen Radiusaxe mit einem beliebigen Punkt der schwachen Radiusaxe verglichen, so bleibt die Beziehung $H_g/H_w = \alpha_g/\alpha_w$ erfüllt. Dieser Sachverhalt soll am Beispiel der funkenartigen elektrischen Entladungen im Festkörperfunkenplasma einerseits und der elektrischen Entladungen in der Ionosphäre andererseits illustriert werden.

In [3] wurde festgestellt, dass die Abklingzeit des Hertzdipols in Verbindung mit dem Lyman-(21)-Uebergang des ersten angeregten Zustands in den Grundzustand der Wasserstoff-Hauptserie gerade mit der schwachen Hubble-Zeit τ_w übereinstimmt: $\tau_w = \tau_{21}$;

$$\tau_{21} = \frac{3\epsilon_0 c m_e}{2\pi e_s^2} \lambda_{21}^2, \text{ wo } \lambda_{21}^{-1} = R_y \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = \frac{3}{4} R_y, \quad (1)$$

und $R_y = (m_e \alpha_s^2 c)/2h$ (Rydbergkonstante).

τ_{21} ist die modellmässige Lebensdauer eines angeregten Zustands des H-Atoms. Das H-Atom als stationäres Gebilde rezidiert aber nicht. Die Koinzidenz $\tau_w = \tau_{21}$ hat, wie in [3] erhärtet, zweifellos tiefere Bedeutung. Man ist versucht, den Gehalt von (1) formal auf die ganze Rezession zu übertragen. Hierzu müssen e_s und m_e von Zähler und Nenner der rechten Seite von τ_{21} geeignet parametrisiert werden. Bei vorausgesetzter Unflexibilität der Ladung bleibt für die Anpassung nur die Masse. Mit m_e (Zähler) $\rightarrow m_x$ und m_e (Nenner) $\rightarrow m_y$ läuft die Forderung $\tau_w = \text{const.}$ auf die Forderung $m_x/m_y^2 = \chi_w = \text{const.}$ hinaus. Dabei ist χ_w aus dem "diskreten" Quantensystem (1) bekannt, nämlich $\chi_w = m_e/m_e^2 = 1/m_e$. Mit e_s ist eine neue Wellenlänge zu verknüpfen: $\lambda_{21} \rightarrow \Lambda_{21}$ (Rezession), wo $\Lambda_{21}^{-1} = \frac{3}{4}R_y(m_y/m_e)$. Im Gegensatz zu λ_{21} des Atoms ist für Λ_{21} der Rezession eine direkte Beziehung zum Rezessionsradius r zu fordern. Die einfachste denkbare Verknüpfung ist die folgende: Λ_{21} ist die Wellenlänge der elektromagnetischen Grundwelle auf dem Grosskreis der Rezessionskugel vom Radius r . Oder allgemein gilt für die n -te Welle $2\pi r/n = \Lambda_{21}(n)$. Damit folgt für $n = 1$:

$$m_y = \frac{\text{const.}}{r} \text{ mit. const.} = \frac{8\hbar}{3\alpha_s^2 c} = 1.7621 \times 10^{-38} \text{ kg m.} \quad (2)$$

Ferner gilt: $\chi_g/\chi_w = H_w/H_g = \tau_g/\tau_w = \alpha_w/\alpha_g$, wo α_g die protonische gravitative Feinstrukturkonstante $\alpha_g = Gm_p^2/\hbar c = e_g^2/\hbar c = 5.9127 \times 10^{-39}$ ist.

m_x und m_y haben die Bedeutung von interaktiven Massen eines Lyman-(21)-Uebergangs in einer Art 'Hertz-Bohr-Hybridsystem', in welchem e_s sowohl an m_x wie an m_y koppelt. Das hybride Quantensystem ermöglicht also die Quantisierung des Radiuskontinuums $\{r\}$, indem es die Kopplung an das Massenkontinuum $\{m_y\}$ bewerkstelligt. Auf welche Weise genau die Natur diese Kopplung vollführt, ist unbekannt. Da der Kraterradius typisch, und damit physikalisch ausgezeichnet ist, ist anzunehmen, dass auch die zugehörigen m_x und m_y , oder doch eins von beiden, ausgezeichneten Massen entsprechen.

Konkret folgt nun aus dem mittleren Kraterradius $r = 2000 \text{ \AA}$ nach (2) $m_y = 1.76 \times 10^{-38}/2 \times 10^{-7} = 8.8 \times 10^{-32} \text{ kg}$. Dieser Wert vergleicht sich gut mit $\zeta_s m_w = 7.78 \times 10^{-32} \text{ kg}$. Wir vermuten daher, dass gilt: $m_y = \zeta_s m_w$. In diesem Fall wird $m_x = \chi_w m_y^2 = m_w = \alpha_s m_e = 6.647 \times 10^{-33} \text{ kg}$.

Daraus folgt, dass die Funkenentladung im Plasma sowohl in m_x wie in m_y an die schwache Äquivalentmasse m_w koppelt. Dies ist plausibel, da die Plasmarezession der schwachen Wechselwirkung gehorcht. Beide Massenwerte sind überdies ausgezeichnet. Welches ist nun die gravitative Entsprechung? Für $i = g$ ist wegen der viel schwächeren gravitativen Wechselwirkung mit einem grossräumigen Resonanzsystem zu rechnen. Es ist naheliegend, $m_y = \zeta_s m_g$ zu vermuten. Da auch hier elektrische Entladungen im Spiele sind, so vermuten wir, dass m_x vom 'Hertz-Anteil' (Zähler!) in (1) wie im Plasma den Wert m_w hat. In der Tat folgt für $m_y = \zeta_s m_g = 2.67 \times 10^{-45} \text{ kg}$, wo $\zeta_s = 1/\sqrt{\alpha_s} = 11.707$ und $m_g = (\zeta_f/\zeta_g)m_p = (\sqrt{\pi}/1.3 \times 10^{19})1.673 \times 10^{-27} = 2.281 \times 10^{-46} \text{ kg}$.

Zu diesem Wert m_y gehört nach (2) $r = 6.61 \times 10^6 \text{ m} \approx r_{\text{Erde}}$ ($r_{\text{Erde}} = 6.37 \times 10^6 \text{ m}$). Existieren nun solche elektrische Schwingungen in der Erdatmosphäre oder Ionosphäre? Die Antwort ist ja. Vermutlich handelt es sich um die Schumann-Resonanzen der extrem niederfrequenten 'atmospherics'. Schumann berechnete als erster die charakteristischen Frequenzen des Resonatorsystems Erde-Ionosphäre [5]. Experimentelle Untersuchungen ergaben

etwas niedrigere Werte, deren Oberwellen zudem annähernd harmonisch liegen: 7.8; 14.1; 20.3; 26.4; 32.5 Hz [6–8]. Wir vermuten, dass es sich um die über $\zeta_s m_g$ 'gravitativ' koppelnden Λ_{21} (n)-Resonanzen handelt, $n = 1, 2, \dots, 5$. Aus der mittleren Grundfrequenz $\bar{\nu} = c/\bar{\Lambda}_{21} = 6.9$ Hz folgt dann für die gravitative Hubble-Zeit

$$\tau_g = 1/H_g = \frac{3\varepsilon_0 c m_w}{2\pi e_s^2} \bar{\Lambda}_{21}^2$$

oder die Hubble-Konstante $H_g = (1.63 \pm 0.12) \times 10^{-18} \text{ s}^{-1} = (50.4 \pm 3.5) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Dieser Wert steht in Einklang mit dem Modellwert $H_g = 1.700 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1} = 52.43 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [3].

LITERATUR

- [1] W. M. HICKAM and G. G. SWEENEY, Mass Spectrographic Microprobe Analysis. In: A. J. Ahearn (editor), Mass Spectrometric Analysis of Solids (Elsevier) 1966, p. 138.
- [2] S. WEINBERG, The First Three Minutes (Basic, New York) 1977.
- [3] J. T. MUHEIM, *Helv. Phys. Acta* 54, 281 (1981) und 54, 596 (1981).
- [4] J. T. MUHEIM, Proc. 6th Intern. Conf. on Positron Annihilation, Fort Worth, Texas, North-Holland (1982) p. 43.
- [5] W. O. SCHUMANN, *Z. angew. Phys.*, 9, 373 (1957).
- [6] H. KÖNIG, *Z. angew. Phys.*, 11, 264 (1959).
- [7] M. BALSER and Ch. A. WAGNER, Thunderstorm Excitation of the Earth-Ionosphere Cavity: In: W. T. Blackband (editor), propagation of Radio Waves at Frequencies Below 300 kc/s (Pergamon Press) 1964, p. 403.
- [8] G. L. PLAYFAIR and S. HILL, The Cycles of Heaven (Pan, London) 1979, p. 144.

Physique appliquée

Matériaux optiques et électro-optiques

Holographie, kohärente Bildverstärkung und optische Phasenkonjugation mit photorefraktiven Materialien

P. GÜNTER

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

Photoinduzierte Brechungsindexänderungen in elektro-optischen Kristallen bilden eine mögliche Grundlage für löschbare holographische Datenspeicher. Das gleichzeitige Aufzeichnen und Auslesen der Volumen hologramme führt zu einer 'dynamischen' Aenderung der Intensitäten der beiden gekoppelten Wellen. Diese Intensitätsneuverteilung kann für die kohärente Bildverstärkung Anwendung finden. Wirkungsweise und optimale Parameter eines Bildverstärkers mit Verstärkung zehn, bestehend aus einem KNbO_3 Kristall als photorefraktives Element, werden diskutiert. Weitere Anwendungsmöglichkeiten der Strahlungskopplung in photorefraktiven Materialien in der adaptiven Optik (Four-wave mixing) werden ebenfalls behandelt.

Optische Frequenzverdoppelung in KNbO_3

J.-C. BAUMERT und P. GÜNTER

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

KNbO_3 zeigt bei Zimmertemperatur 90°-Typ I Phasenanpassung für Frequenzverdoppelung von 860 nm Licht via nichtlinear-optischen Koeffizient $d_{32} = 21 \text{ pm/V}$. Durch Verkleinern der spontanen Doppelbrechung, z.B. durch Heizen des Kristalls, kann diese Phasenanpassungswellenlänge bis auf 980 nm vergrössert werden. Die grossen Nichtlinearitäten erlauben ein effizientes Umsetzen von 860 nm $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -Laserlicht in seine 2. Harmonische; d.h. die Realisierung einer kompakten, *blauen 430 nm-Lichtquelle*. Optimale Anordnungen und die erreichten Umsetzungswirkungsgrade für Licht aus Laserdioden und Farbstofflasern werden diskutiert. Mit 200 mW- $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ Laserdioden wurde im Pulsbetrieb mit einem 5.7 mm langen KNbO_3 -Kristall 1 mW blaues Licht erzeugt.

Optische und elektro-optische Eigenschaften von Rb_2ZnCl_4

R. SANCTUARY und P. GÜNTER

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

Elektro-optische (EO) Messungen an Rb_2ZnCl_4 sind aus drei Gründen interessant: (a) Studium der strukturellen Phasenumwandlungen, (b) Auffinden neuer optischer Effekte in der inkommensurablen Phase und (c) Anwendungen in der Optoelektronik. Messungen der Brechungsindizes, der elektro-optischen Koeffizienten und des Gyrationstensors zeigen klare Änderungen an den verschiedenen strukturellen Phasenumwandlungen (paraelektrisch $\rightarrow$ *moduliert inkommensurabel ferroelektrisch* $\rightarrow$ ferroelektrisch). In der inkommensurablen und der polaren Phase wurde optische Aktivität festgestellt (Gyrationensorelement $g_{11} = 8 \times 10^{-5}$ bei $T = 220 \text{ K}$) obwohl für diese Geometrie die 'makroskopische' Symmetrie optische Aktivität verbietet. Grosse EO Effekte ($r_{33} - (n_2/n_3)^3 r_{23} = 13 \text{ pm/V}$; Halbwellenspannung $V_{\lambda/2} = 13000 \text{ V}$ wurden bei $T = 177 \text{ K}$ gemessen. Diese Werte versprechen interessante Anwendungen in der *Optoelektronik*, da das Material einen optischen Transmissionsbereich von 200 nm bis $22 \mu\text{m}$ aufweist.

Physique des matériaux 1

Legierungsuntersuchungen mit Röntgenstrahlen und Neutronen

G. KOSTORZ

(Institut für Angewandte Physik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Neutronen- und Röntgenbeugungsmethoden sind in den letzten Jahren erheblich weiterentwickelt worden, um detaillierte Untersuchungen der Mikrostruktur von Metallen und Legierungen zu ermöglichen. Kleinwinkelstreuung and

diffuse Streuung sind besonders geeignet, Abweichung von der mittleren Streulängendichte bzw. vom idealen Kristallgitter mit einer Auflösung zu studieren, wie sie zur Deutung verschiedener physikalischer Eigenschaften (z.B. plastische Verformbarkeit von Legierungen, Koerzitivkraft magnetischer Materialien, Stromtragfähigkeit von Supraleitern) notwendig ist. Neben den statischen Eigenschaften von Defekten interessiert auch ihre Kinetik und Dynamik, wobei ebenfalls Beugungs- und Streumethoden eingesetzt werden können. Einige neuere Beispiele aus der Legierungsforschung (Au-Pt, Al-Zn, Cu-Co, Ni-Al) werden vorgestellt und diskutiert.

A new X-ray diffuse scattering diffractometer for the study of metallic alloys

W. J. FITZGERALD, F. KLAIBER and G. KOSTORZ

(Institut für Angewandte Physik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

In the field of metallic alloy physics, the diffuse scattering of X-rays is a technique which has been used with qualitative success for many years. The technique allows the determination of short range-order parameters, information on pair-potentials and comparison with computer simulation. However, due to the severe data corrections involved, quantitative information has in the past been treated with caution. This presentation will describe experimental details of a new instrument that has been installed. The instrument consists of a 3 kW Mo target x-ray generator and a 4-circle Eulerian cradle. The instrument is fully automatic and has an on-line computer with hard and floppy disk drives. The incident beam is monochromated by a doubly bent graphite crystal, and a semiconductor detector of high energy resolution is used. The uses and functioning of this instrument will be outlined as will experimental data reduction procedures.

L'interaction dislocation-défauts ponctuels dans les métaux

G. GREMAUD et W. BENOIT

(Institut de Génie Atomique, EPFL, CH-1015 Lausanne)

Les comportements mécaniques d'un métal (plasticité, anélasticité, etc.) sont essentiellement contrôlés par la mobilité de ses dislocations. Parmi les phénomènes qui peuvent influencer cette mobilité, l'interaction des dislocations avec des défauts ponctuels en est un des principaux. Ce type d'interaction peut se manifester par plusieurs mécanismes microscopiques différents d'interaction: ancrage, désancrage, traînage, etc.

Ces différents mécanismes d'interaction sont très difficilement mis en évidence pour des méthodes de mesure classiques comme la courbe de traction par exemple. Il sera montré pourquoi et comment la mesure du frottement intérieur et la mesure de l'atténuation d'ondes ultrasonores sont parmi les moyens d'investigation les plus puissants dans ce domaine.

Etude par ultrasons des décrochements des dislocations

M. BUJARD et G. GREMAUD

(Institut de Génie Atomique, EPFL Ecublens, CH-1015 Lausanne)

A basse température, le mouvement des dislocations dans un métal est contrôlé par la création et la mobilité de décrochements sur ces dislocations. Les décrochements, géométriques ou thermiques, influencent l'atténuation d'ondes ultrasonores se propageant dans le métal. Le comportement de ces décrochements sous l'effet d'une contrainte variable appliquée au métal peut donc être étudié indirectement par mesures des variations de l'atténuation ultrasonore. Un modèle théorique développé récemment sera présenté, qui permet de calculer ces variations d'atténuation en fonction:

- de la contrainte appliquée à l'échantillon,
- du nombre de paires de décrochements thermiques créés sur les dislocations.

Lasers et leurs applications

Optische Verzögerungsleitung für divergente Strahlen

H. GYSEL und TH. BINKERT

(Institut für Angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

Stickstoff-Laser lassen sich in der Pulsfluorometrie einsetzen, wenn die bei grosser Lichtleistung auftretenden elektromagnetischen Störungen vermieden werden können, z.B. mit einer optischen Verzögerungsleitung. Da sich Lichtleiter dazu nicht eignen, wurde ein aus zwei konkaven Spiegeln bestehender optischer Delay gebaut, welcher Megawatt-Lichtpulse von 7 mrad Divergenz um 100 ns verzögert. Der theoretische Strahlengang wurde unter Berücksichtigung der Divergenz berechnet und mit einer Computer-Graphik interaktiv optimiert. Die Apparatur wird benutzt, um innerhalb von Minuten Strukturänderungen in biologischen Zellen mittels Fluoreszenzdepolarisationsmessungen zu verfolgen.

Distributions de vitesses dans un jet supersonique: effet d'une irradiation infrarouge dans la zone de collision

P. MELINON et R. MONOT

(Institut de Physique expérimentale, PHB-Ecublens, CH-1015 Lausanne)

J.-M. ZELLWEGER et H. VAN DEN BERGH

(Institut de Chimie Physique EPF, CH-1015, Lausanne)

Un jet supersonique de SF_6 ou de mélange SF_6 -Ar est analysé après une longueur de vol de 2m. On modifie les distributions de vitesses en croisant le jet près de la buse avec un rayon laser résonnant avec un mode de vibration de la

molécule SF_6 . L'importance des mécanismes de transfert d'énergie vibrationnelle en énergie translationnelle est ainsi mise en évidence. La variation de la vitesse la plus probable, de la largeur de la distribution et de l'intensité du jet ont été mesurées en fonction des conditions (p, T) dans la source. Dans le cas de jets de SF_6 pur, l'effet du laser s'interprète comme un échauffement local. Par contre dans le cas des jets de mélange, les effets observés sont plus complexes.

Raman-Streuung in Thalliumjodid und Thalliumbromid

R. SCHMIELE, W. LÜTHY, T. GERBER, P.-D. HENCHOZ und H. P. WEBER

(Institut für Angewandte Physik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern)

Intensive Ramanlinien konnten mit verschiedenen Frequenzen eines Argonionen-Lasers in dampfförmigem Thalliumjodid und Thalliumbromid angeregt werden. Dabei wurden bis zu 30 Anti-Stokes-Linien und bis zu 45 Stokes-Linien beobachtet. Die Gründe für das Auftreten dieser hohen Streuungsordnungen werden diskutiert.

Schwelle eines TIJ-Photodissoziationslasers bei niedrigem Druck

P.-D. HENCHOZ, W. LÜTHY und R. SCHMIELE

(Institut für Angewandte Physik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern)

Die 535 nm Emissionsintensität eines optisch angeregten TIJ-Photodissoziationslasers wurde als Funktion der Pumpenergie und des Dampfdruckes gemessen. Als Anregungsquelle diente ein ArF-Excimerlaser bei einer Wellenlänge von 193 nm. Der TIJ Dampfdruck wurde von 4×10^{-5} Torr bis zu 0.13 Torr variiert. In diesem Bereich wurde stets positive Verstärkung beobachtet. Die Ergebnisse der Messungen sowie eine Computersimulation zeigen, dass TI-Laser mit einer Anregungsenergie von weniger als $10 \mu\text{J}/\text{CM}^2$ betrieben werden können.

A theoretical investigation of multimode optically pumped lasers and multimode pumped lasers

M. A. DUPERTUIS, M. R. SIEGRIST and R. SALOMAA¹⁾

(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, EPF, CH-1007 Lausanne)

We present the stationary solution of the semi-classical density matrix equations governing the evolution of a three-level molecular system interacting

¹⁾ Technical Research Centre of Finland, Helsinki.

with two nearly resonant laser fields of arbitrary intensity, and a thermal bath. One of the laser fields is multimode and the solution is written down in terms of generalized matrix continued fractions. Among the many applications of this system we consider the homogeneously broadened two-mode FIR laser.

Physique des matériaux 2

Ausscheidungsprozesse an Korngrenzen

P. FURRER

(Schweizerische Aluminium AG, CH-8212 Neuhausen am Rheinfall)

Das Gefüge und damit die Eigenschaften technischer Al-Werkstoffe werden wesentlich durch Ausscheidungsprozesse an den Korngrenzen beeinflusst. Die bevorzugte Bildung von Ausscheidungen an Korngrenzen ist durch die Segregation gelöster Fremdatome an die Grenzfläche, die erleichterte Diffusion innerhalb der Grenze und die Begünstigung der Keimbildung der ausscheidenden Phase bedingt. Diese Reaktionen sind stark von der Art der Grenzfläche und damit vom Orientierungsunterschied der beiden Körner abhängig. Eingehende Untersuchungen an verschiedenen Al-Legierungen haben jedoch gezeigt, dass auch die lokale Korngrenzenstruktur einen grossen Einfluss auf das Ausscheidungsverhalten hat.

Modèle microstructural de fluage

J. L. MARTIN

(Institut de Génie Atomique, EPFL Ecublens, CH-1015 Lausanne)

L'observation directe, dans le microscope à haute tension de Toulouse, de mouvements de dislocations dans de l'Aluminium en cours de fluage (entre l'ambiante et 200°C), a permis d'élaborer un modèle de déformation: l'obstacle au mouvement des défauts est constitué par les sous-joints, avec des temps d'attente de franchissement qui ont été mesurés. Ce mécanisme, imparfaitement compris, met en jeu le glissement dévié des dislocations. Ce modèle sera présenté, et les travaux poursuivis à l'EPFL pour le préciser (fluage sur monocristaux orientés d'Al, sur polycristaux Al-Zn, et étude du glissement dévié) seront décrits.

Etude du mécanisme du glissement dévié

J. BONNEVILLE et D. GAVILLET

(Institut de Génie Atomique, EPFL Ecublens, CH-1015 Lausanne)

La définition des caractéristiques physiques du glissement dévié des dislocations est très insuffisamment connue: paramètres propres (énergie et volume

d'activation), types favorables de forêt de dislocations (jonctions attractives de Washburn).

Nous avons entrepris, dans une première étape, la mesure du volume d'activation lié à ce mécanisme sur des monocristaux de cuivre à température ambiante. Pour cela, deux essais de déformation sont effectués sur un monocristal découpé successivement suivant deux orientations différentes, de telle façon qu'une 'avalanche' de glissements déviés se produise à la nouvelle limite élastique. Un volume d'activation de $300 b^3$ a été mesuré et semble être une valeur raisonnable par rapport aux modèles de déviation.

Microstructure de fluage

M. CARRARD, M. MORRIS et J. L. MARTIN

(Institut de Génie Atomique, EPFL Ecublens, CH-1015 Lausanne)

Il est maintenant admis que la vitesse de déformation en fluage est étroitement liée au temps que mettent les dislocations pour traverser les sous-joints. Afin de fournir un modèle microstructural réaliste du fluage, plusieurs études ont été entreprises:

- Etudes conventionnelles en microscopie électronique à transmission (MET): A) de la géométrie détaillée des sous-joints dans de l'Al 4N monocristallin d'orientation symétrique et stable en traction et B) de la contrainte locale dans des polycristaux d'Al-Zn où les dislocations sont ancrées sous charge par la ségrégation du soluté sur les défauts.
- Etudes dynamiques dans un MET à 200 kV des interactions dislocations-sous-joints sur un porte-échantillon de traction chauffant (300–1000 K).

Sekundäre Korngrenzenversetzungen (SKGV) in polykristallinem Aluminium

CH. SOLENTHALER

(Gebr. SULZER AG, Metallkundelabor, Abt. 15, CH-8401 Winterthur)

SKGV sind lineare Diskontinuitäten im atomaren Arrangement von Grosswinkel-Korngrenzen. Sie dienen der Korrektur geringer Abweichungen der aktuellen Orientierungsbeziehung zwischen zwei Nachbarkristallen von den speziellen kristallographischen Parametern energetisch bevorzugter Zustände der Grenzflächenstruktur. In dieser Arbeit wurden transmissions-elektronen-mikroskopische (TEM) Kontrastbilder von SKGV auf der Basis der O-Gitter-Theorie untersucht, um die Natur der SKGV zu bestimmen. Für verschiedene KG wurde eine vollständige sekundäre Burgervektor- resp. Versetzungsbilanz formuliert. Die Voraussagen der O-Gitter-Theorie sind im Gültigkeitsbereich des geometrischen Versetzungsbegriffes in allen untersuchten Situationen mit den effektiven TEM-Abbildungen konsistent.

Kinetische Temperaturen im Sonnenwind – Hinweis für die Heizung des interplanetaren Plasmas durch Wellen

P. BOCHSLER

(Physikalisches Institut der Universität, Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern)

Auf Grund der Daten, die während drei Jahren vom Plasma-Massenspektrometer auf der ISEE-3 Weltraumsonde ermittelt worden sind, haben wir die bisher vor allem für Protonen und Helium aufgestellte Regel $K_{\text{Tin}}(M) \sim M$ (M = Ionenmasse) auch für Sauerstoff und Eisen im Sonnenwind verifizieren können. Diese Regel weist deutlich darauf hin, dass im interplanetaren Raum die Ionen durch MHD-Wellen geheizt werden. Normalerweise sind Stösse zwischen einzelnen Ionen und Ionen und Elektronen im Sonnenwind nur in der inneren Korona zu erwarten. Weiter aussen 'frieren' die Ionisationszustände der Elemente 'ein', und die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen wird nur noch durch mitlaufende Wellen beeinflusst.

Targetherstellung für ^{14}C Messungen mit Beschleuniger-Massenspektrometern

M. ANDRÉE, J. BEER und H. OESCHGER

(Physikalisches Institut der Universität Bern, CH-3012 Bern)

W. WÖFLI, G. BONANI, M. SUTER, R. BALZER und CH. STOLLER

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Für ^{14}C Datierungen mit AMS (Accelerator Mass Spectrometry) muss die Kohlenstoffprobe (etwa 1 mg) in fester Form vorliegen. Im Vortrag wird ein Verfahren vorgestellt, bei dem die gasförmige Probe (CO_2 oder CH_4) in einer Gasentladung dissoziiert, und der Kohlenstoff direkt auf einen Kupferträger aufgebracht wird. Vor- und Nachteile gegenüber anderen Methoden, sowie Resultate von ersten auf diese Art hergestellten ^{14}C Proben werden diskutiert.

^{10}Be -Messungen an Eisbohrkernen

J. BEER, M. ANDRÉE, H. OESCHGER und B. STAUFFER

(Physikalisches Institut der Universität Bern, CH-3012 Bern)

R. BALZER, G. BONANI, CH. STOLLER, M. SUTER und W. WÖFLI

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

^{10}Be ($T_{1/2} = 1.5 \times 10^6$ Jahre) wird durch Spallationsreaktionen der kosmischen Strahlung mit Stickstoff und Sauerstoff in der Erdatmosphäre gebildet. Es lagert sich an Aerosole an und gelangt vorwiegend durch Niederschläge auf die Erdoberfläche, wo es in Eisschilden und Ozean- und Seesedimenten gespeichert wird. Dank der Entwicklung der Beschleuniger-Massenspektrometrie ist es möglich geworden, ^{10}Be in Eisproben von 1–2 kg zu messen. Erste Messungen an

Proben aus Grönland zeigen, dass ^{10}Be sowohl mit der Sonnenaktivität als auch mit Klimaparametern (^{18}O , CO_2) korreliert ist.

Measurement of the height profile of atmospheric thermal infrared emission

G. FINGER and F. K. KNEUBÜHL

(Physics Department, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Introduction

Absorption and emission of thermal radiation in the atmospheric infrared windows determines the global radiative energy balance. It also limits the performance of communication and remote-sensing systems operating in the infrared windows. For these reasons a better understanding of the properties of the atmosphere is needed.

Experimental arrangement

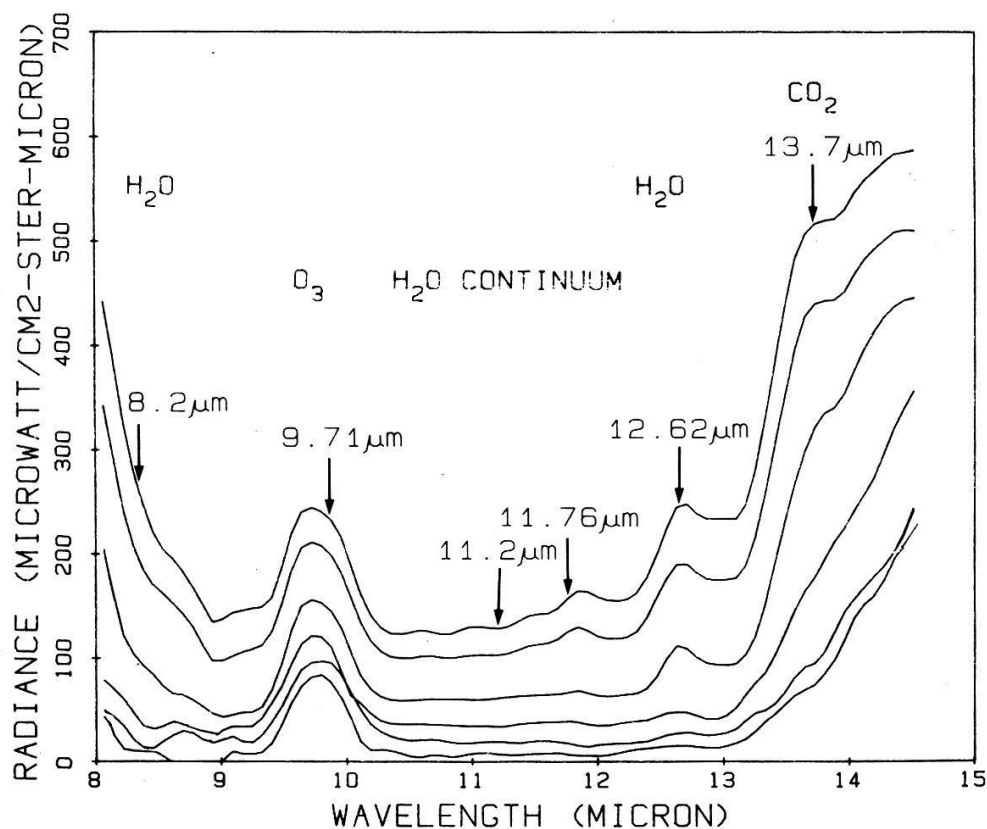
We measured spectra of atmospheric thermal radiation incident from zenith within the important atmospheric windows $\lambda = 3\text{ }\mu\text{m}$ to $\lambda = 5\text{ }\mu\text{m}$ and $\lambda = 8\text{ }\mu\text{m}$ to $\lambda = 14\text{ }\mu\text{m}$. For this purpose a Pilatus Porter aircraft was equipped with a Barnes Model 12-550 radiometer. Thermal radiation from the atmosphere is gathered by a Cassegrain telescope and sensed by a LN_2 cooled InSb-MCT sandwich detector. For wavelengths between $\lambda = 2.6\text{ }\mu\text{m}$ and $\lambda = 14.5\text{ }\mu\text{m}$ three circular variable filter-wheel (CVF) segments allow to resolve continuous spectra with a spectral resolution of $\Delta\lambda/\lambda = 1.5\%$. Two interchangeable reference black bodies at different temperatures are used for absolute in-flight calibration of the overall-system response before and after the measurement of every atmospheric spectrum.

Measurements

The spectra represented in Fig. 1 were measured successively at selected heights when the aircraft was climbing from 425 m up to a height of 8208 m above sea level in central Switzerland. As the thickness of the atmospheric layers above the observing platform decreases with increasing height, the total intensity of the atmospheric thermal radiance emitted by these layers diminishes. The spectral features of the spectra are determined by H_2O , O_3 and CO_2 vibration bands. The residual emission between these vibration bands is due to the water-vapour continuum emission [1]. The arrows in Fig. 1 mark discrete wavelength channels, which were chosen to record height profiles of atmospheric thermal emission. For examination of the water-vapour continuum emission, the wavelength channel $\lambda = 11.2\text{ }\mu\text{m}$ was selected where the contribution from monomolecular emission lines is small.

The height profile of the radiance $\lambda = 11.2\text{ }\mu\text{m}$ is shown in Fig. 2. Emission measurements recorded during ascent are represented by stars (★), measurements

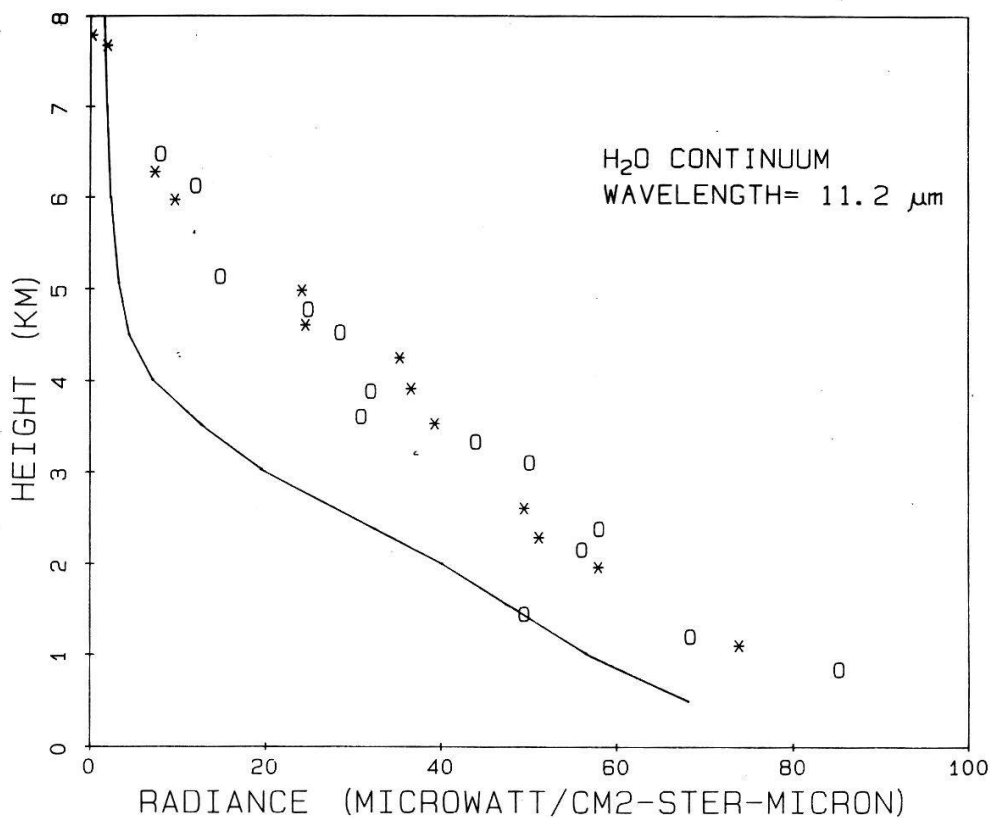
ATMOSPHERIC THERMAL EMISSION SPECTRA



FLIGHT 23
 DATE 16. 4. 1982
 ASCENDING
 HEIGHT=394M
 HEIGHT=1445M
 HEIGHT=3070M
 HEIGHT=5445M
 HEIGHT=7324M
 HEIGHT=8208M

Figure 1

HEIGHT PROFILE OF ATMOSPHERIC THERMAL RADIANCE



FLIGHT 23
 DATE 16.4.1982
 — CALCULATED
 * MEASURED UP
 O MEASURED DOWN
 LOWTRAN CALCULATION
 USING RADIOSONDE
 DATA (METEO & OZONE)
 FROM PAYERNE

Figure 2

during descent by circles (○). It can be seen that both the data taken during ascent and descent are consistent, which indicates that neither local inhomogeneities of the atmosphere nor any drift of radiometer sensitivity seriously affects the measurement.

At the 'Station Aérologique' in Payern, two radiosonde balloons were started simultaneously. In-situ measurement of all relevant meteorological parameters including the height profile of ozone concentration enabled us to compare measurements with Lowtran [2] calculations of the atmospheric thermal emission using radiosonde data. The calculated height profile of atmospheric thermal radiance is represented by the full curve in Fig. 2. The discrepancy between calculated and observed radiance is considerable. At heights between 4 and 5 km the Lowtran calculation yields a radiance which is $25 \mu\text{W}/\text{cm}^2 \text{ ster } \mu\text{m}$ below the observed value. If we compare the height profile of radiance with that of relative humidity, it should be noticed, that precisely at this height the relative humidity reaches maximum values near 95%. This suggests that a more refined continuum model should take into account the degree of saturation of water vapour especially near saturation [3].

The same measurement for the neighbouring wavelength channel $\lambda = 9.71 \mu\text{m}$ in the center of the ν_3 -vibration band of ozone is represented in Fig. 3. Apart from the uncertain background of water-vapour continuum emission, which is apparent as a deviation of measured values from calculation at a height of 4 km, the measured radiance agrees well with the Lowtran prediction, confirming that the procedures of measurement and calibration as well as data processing were performed properly.

HEIGHT PROFILE OF ATMOSPHERIC THERMAL RADIANCE

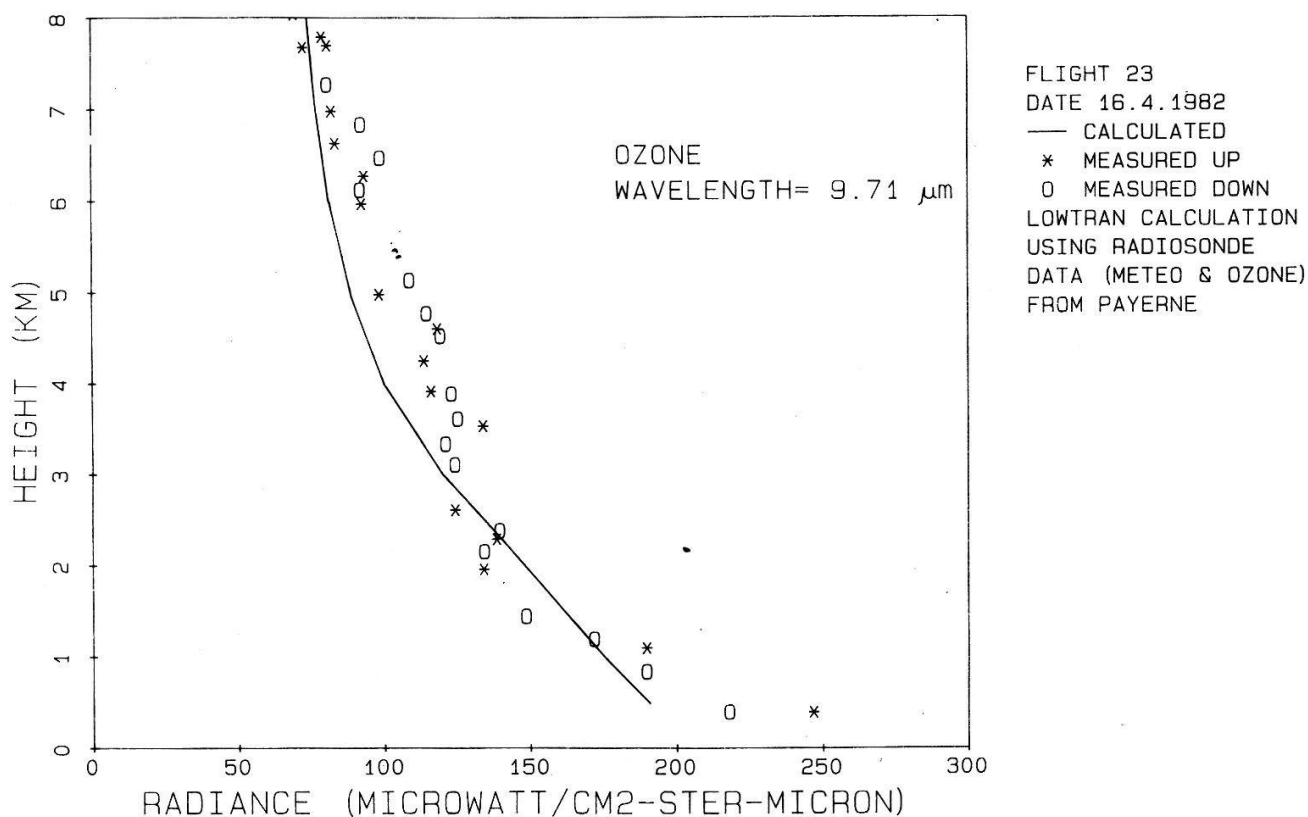


Figure 3

Theory

Several mechanisms have been suggested for the water vapour continuum emission: (a) In the extreme wings the commonly used shape of absorption lines of the H_2O monomer has to be changed [4]. For this purpose the collision dynamics for the strong encounters between two water molecules has to be calculated, which requires knowledge of the exact interaction potential for two water molecules. (b) Equilibrium dimers of water molecules $(\text{H}_2\text{O})_2$ have been suggested [5]. A strong vibrational absorption band is expected at $\nu = 600 \text{ cm}^{-1}$ [6]. (c) Larger aggregates of water vapour, uncharged and ionic [7] clusters consisting of several water molecules can absorb infrared radiation in the atmospheric windows.

Conclusions

Reviewing the experimental results we arrive at the conclusion that within the spectral region of the absorption of monomolecular atmospheric gases the thermal emission can be calculated with sufficient accuracy by band models used in the Lowtran calculations. However, a large discrepancy between calculated and measured atmospheric thermal emission remains to be explained in the spectral ranges of continuum absorption.

Acknowledgement

We wish to thank Sekt. 4.5 Flugzeugwerke Emmen, for the Pilatus Porter and the 'Station Aérologique', Payerne, for the radiosonde data. This work was supported by GRD of EMD, Natl. Program Energy of the SNF, and ETH Zürich.

REFERENCES

- [1] R. E. ROBERTS, J. E. A. SELBY and L. M. BIBERMAN, *Appl. Opt.*, **15**, 2085 (1976).
- [2] SELBY J. E. A. et al., *Computer Code Lowtran 4*, AFGL-TR-78-0053 (1978).
- [3] H. R. CARLON, *Infrared Physics*, **22**, 43 (1982).
- [4] R. J. NORDSTROM and M. E. THOMAS, in 'Atmospheric Water Vapour' (Deepak A., Wilkerson T. D. and Rhunkel L. H. eds.), Academic Press, New York (1980).
- [5] P. G. WOLYNES and R. E. ROBERTS, *Appl. Opt.*, **17**, 1484 (1978).
- [6] L. A. CURTISS and J. A. POPLER, *J. Mol. Spectrosc.*, **55**, 1 (1975).
- [7] J. L. KASSNER et al., in 'Atmospheric Water Vapour', Academic Press, New York (1980).

Fluides et plasmas

The experimental discovery of discrete Alfvén waves (DAW), in the TCA Tokamak

A. DE CHAMBRIER, A. HEYM, F. HOFMANN, B. JOYE, R. KELLER, A. LIETTI, J. B. LISTER, A. POCHOLON and W. SIMM

(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, EPFL, CH-1007 Lausanne)

TCA is a toroidal machine built to study Shear Alfvén Waves as a means of additional plasma heating. Recent low power absorption and propagation measurements [1] reveal the existence of a new type of resonance, measured both as an antenna loading increase and as a fine structure in the wavefield. They have been shown to be Global Eigenmodes of the Alfvén Wave (DAW) [2], following numerical MHD calculations and they could also be used for heating and diagnostic purposes.

REFERENCES

- [1] A. DE CHAMBRIER et al., Plasma Physics 24 (1982) and Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble (1982) Vol. 1, 161.
- [2] K. APPERT et al., J. Plasma Physics 24 (1982) 1147.

Mesure de température ionique par analyse de particules neutres dans TCA (Tokamak Chauffage Alfvén)

A. DE CHAMBRIER, A. HEYM, F. HOFMANN, B. JOYE, R. KELLER, A. LIETTI, J. B. LISTER, A. POCHOLON et W. SIMM

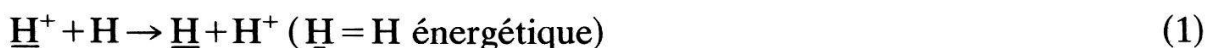
(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, EPFL, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Suisse)

Resume. Le but du projet TCA est d'investiguer les effets de chauffage par absorption résonante d'ondes d'Alfvén dans un plasma Tokamak. Dans TCA, la température ionique mesurée augmente linéairement avec la puissance du chauffage et sa dépendance du champ magnétique est en B_ϕ^{-2} . Selon les conditions, la température ionique s'élève de 150 eV à 225 eV, c'est-à-dire de 50% pendant l'impulsion de chauffage.

I. Principe

Sur le Tokamak TCA, on détermine la température ionique par une mesure du spectre d'énergie des particules neutres [1]. Nous exposons ici son principe et son interprétation. Le TCA contient un plasma d'hydrogène ou de deutérium. La densité des ions présente un profil plus ou moins parabolique. La densité des particules neutres (H non ionisé), très faible au centre, a un profil creux.

Des réactions d'échange de charge



entre particules neutres froides et ions chauds produisent des particules neutres qui s'échappent avec l'énergie qu'elles avaient dans l'état ionisé, car lesdites particules ne sont pas confinées et ont un libre parcours moyen plus grand que le

rayon du plasma. Le spectre en énergie du flux de 'neutres' contient donc l'information de la distribution en énergie des ions, c'est-à-dire, la température.

On peut exprimer le flux de 'neutres' par

$$S = n_i n_0 V (d\Omega/4\pi) \langle \sigma_{cx} v \rangle (dn/dE) \Delta E \quad (2)$$

où $n_i n_0$ est le produit des densités d'ions et de 'neutres', V le volume du plasma vu par le détecteur, $d\Omega$ l'angle solide de l'ouverture du détecteur vu du plasma, σ_{cx} la section efficace des réactions d'échange de charge, v la vitesse des particules, ΔE la résolution en énergie, et dn/dE la distribution d'énergie des ions. Pour le calcul, nous prenons la distribution maxwellienne:

$$dn/dE = (2/\sqrt{\pi}) T_i^{-3/2} E^{1/2} \exp(-E/T_i) \quad (3)$$

Calculons avec cette distribution le terme $g(E) = S/\sigma_{cx} E \Delta E$:

$$g(E) = n_i n_0 V (d\Omega/\pi^{3/2} (2m)^{1/2}) T_i^{-3/2} \exp(-E/T_i) \quad (4)$$

Nous voyons que l'expression $\ln(g)$ en fonction de l'énergie E des neutres est une droite de pente $-1/T_i$. La représentation graphique permet donc de lire facilement la température des ions.

II. Experience

L'instrument de mesure installé sur TCA est un analyseur électrostatique construit en URSS à l'institut IOFFE [2]. Le flux de neutres qui y entre passe par une cellule d'ionisation contenant de l'azote à 10^{-4} mbar. Les nouveaux ions ainsi formés sont déviés électrostatiquement selon un angle dépendant de leur énergie. Cinq multiplicateurs d'électrons placés en éventail détectent le spectre d'énergie. Représenté en échelle logarithmique, le spectre produit directement la température selon (4).

(a) Pour vérifier l'étalonnage de l'appareil, nous avons fait un balayage de la plage de mesure en énergie (la Figure 1 représente le spectre des particules neutres pour trois temps). On a enclenché au milieu de ces décharges Tokamak une impulsion d'ondes d'Alfvén d'une durée d'environ 30 msec, et dont la fréquence est de l'ordre de 3 MHz. On observe un bon alignement des points. La courbure aux basses énergies s'explique par le fait que le bord du plasma est plus froid et qu'il émet beaucoup de 'neutres' dans les basses énergies. La conséquence de cette courbure est une sous-estimation de la température ionique. Mais comme le domaine d'énergie mesurable s'étend jusqu'à 3 à 5 fois la température ionique on obtient une mesure raisonnable. Dans la Figure 1, les courbes 1 et 3 sont de même pente, mais la courbe 2 est de pente moins forte, c'est-à-dire, de température plus élevée. Dans ce cas le rapport des pentes, donc des températures, est de 2. Pour être complet, il faut dire que les impulsions haute fréquence provoquent souvent des variations de densité d'électrons (n_e) et de courant plasma (I_p). Pour une décharge ohmique avec des pertes par conduction thermique, Artsimovitch trouve que la température ionique possède la forme $T_i \sim (n_e I_p B_\phi)^{1/3}$ [3]. Ce qui fait que $\Delta T_i/T_i \sim 1/3 \Delta n_e/n_e$, si I_p est constant. Or l'observation montre que $\Delta T_i/T_i > \Delta n_e/n_e$, ce qui implique que les variations de densité ne suffisent pas à expliquer les variations de température selon la loi d'Artsimovitch. De plus, on observe aussi une baisse du courant I_p lors de l'enclenchement de l'impulsion h.f., ce qui renforce ce qui vient d'être dit.

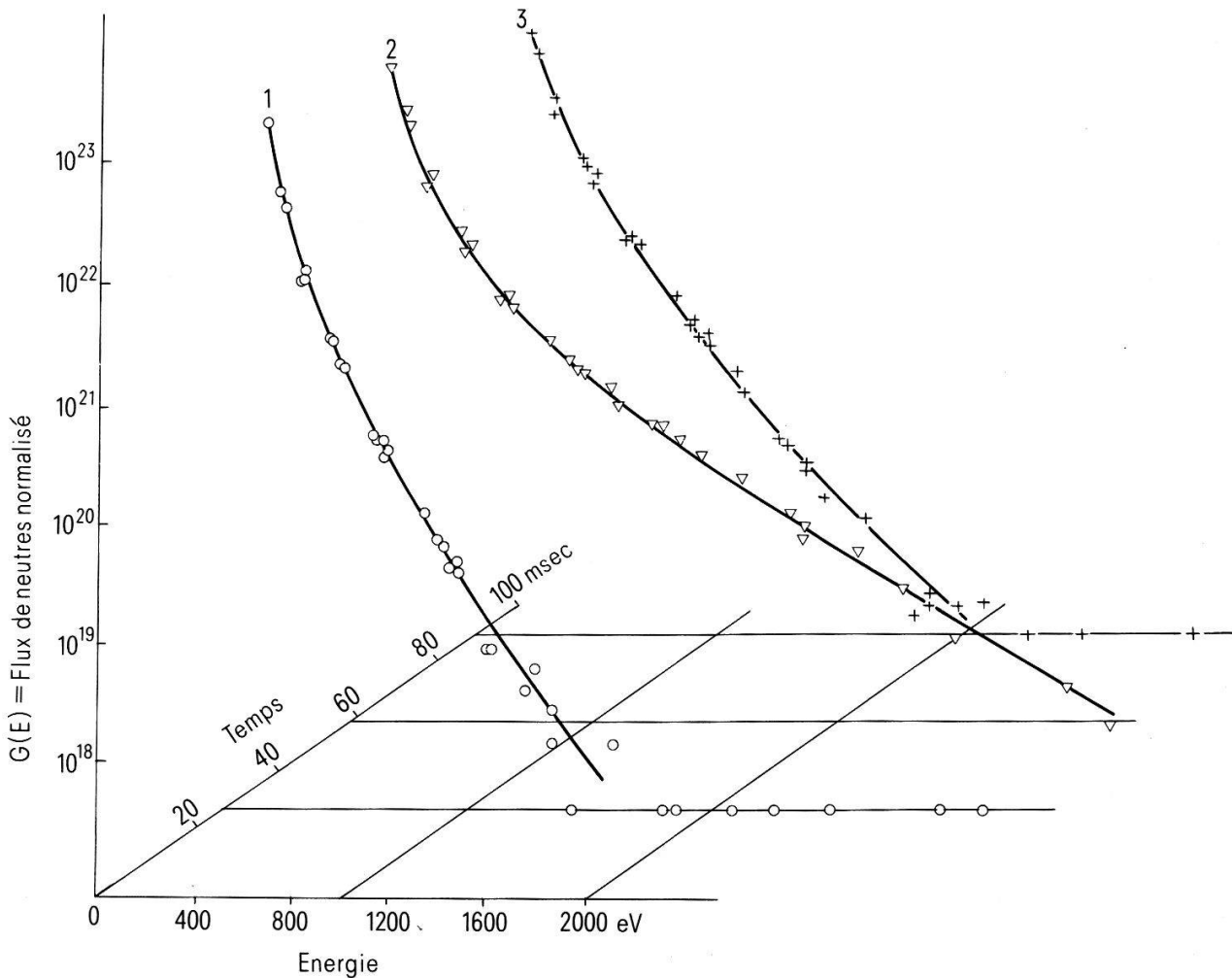


Figure 1

Numero de choc 5901-5910. Plage d'énergie 200-3000 eV. 1. Avant Alfvén; 2. Pendant Alfvén; 3. Fin de la decharge.

(b) Une autre observation intéressante est la dépendance linéaire de T_i en fonction de la puissance Alfvén (Fig. 2). A 15.1 kG le domaine de variation de T_i pour une puissance de chauffage donnée est beaucoup plus petite qu'à 11.6 kG. La précision de la mesure est donc moins bonne à champ élevé. La raison en est la suivante: La condition de résonance d'Alfvén demande une densité proportionnelle au carré du champ. D'autre part, le transport d'énergie des électrons aux ions (la température des électrons étant beaucoup plus haute que celle des ions) qui a déjà lieu par le canal des collisions électrons-ions en l'absence de chauffage

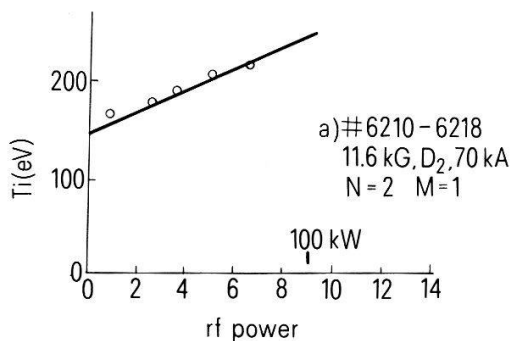


Figure 2

Température fonction de la puissance.

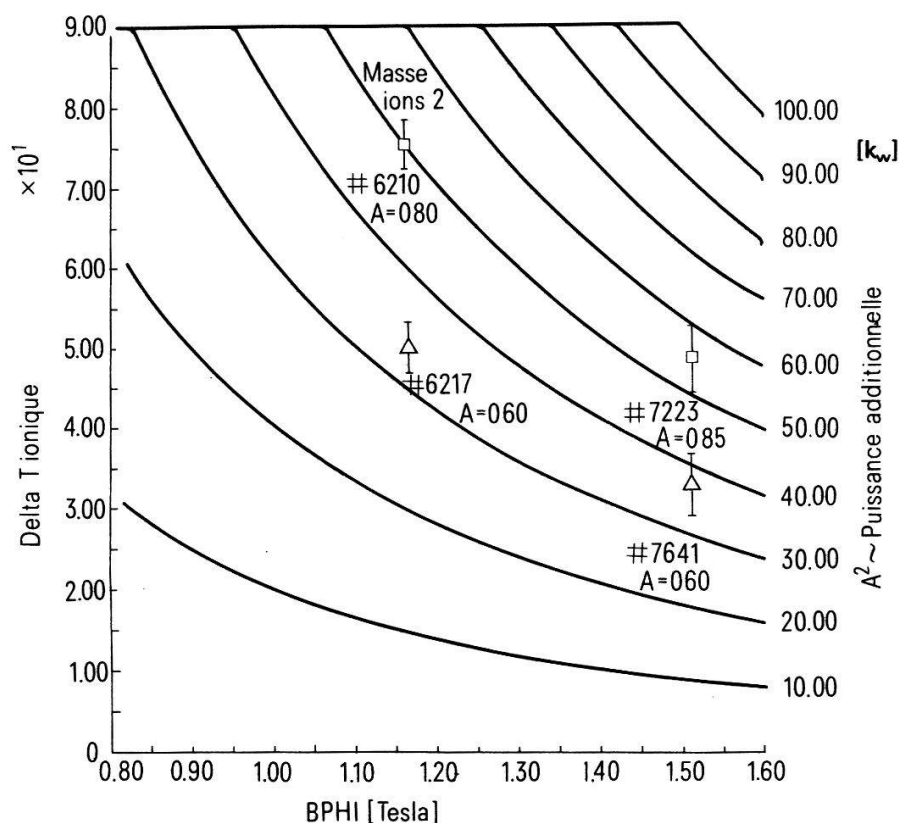


Figure 3

Variation de température en fonction du champ (théorie et expérience).

Alfvén, est proportionnel au carré de la densité. Ainsi le chauffage des ions par les électrons est plus grand à champ élevé, si bien qu'à 15.1 kG l'apport de chaleur par le canal du chauffage direct d'Alfvén est noyé dans l'effet de chauffage indirect par collision d'électrons. Ces arguments nous conduisent à trouver que la variation de température ionique devrait aller comme l'inverse du carré du champ B_ϕ , ce que l'exploitation des résultats montre aussi (Fig. 3).

IV. Conclusion

Si l'idée première est de mesurer l'efficacité du chauffage par ondes d'Alfvén en considérant les températures, l'observation des variations des températures brutes ne permet pas d'emblée d'avoir un critère de l'efficacité. On a vu qu'il faut tenir compte de la sous-estimation intrinsèque, lors de la mesure par analyse de particules neutres, des variations de densité et du champ magnétique, pour pouvoir estimer la part ionique du chauffage et pour faire un bilan d'énergie complet.

REFERENCES

- [1] A. D. CHEETHAM et al., The TCA Tokamak Project Report 1979, CRPP Laboratory Report LRP162/80.
- [2] V. V. AFROSIMOV et al., *Multichannel and mass analyser of atomic particles*, Sov. Phys. Tech. Phys. Vol. 20 (1975).
- [3] L. A. ARTSIMOVITCH et al., JETP Lett. 11, 304 (1970).

- [4] P. E. STOTT, *Ion energy containment time in uncompressed discharges in the ATC Tokamak*, Plasma Physics 18, 251 (1976).
[5] A. DE CHAMBRIER et al., *Alfvén wave coupling experiment on TCA Tokamak*, Plasma Physics 24, 893 (1982).

Bilan d'énergie durant le chauffage Alfvén dans le Tokamak TCA de Lausanne

A. DE CHAMBRIER, A. HEYM, F. HOFMANN, B. JOYE, R. KELLER, A. LIETTI, J. B. LISTER, S. NOWAK,¹⁾
A. POCHOLON et W. SIMM

(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, EPFL,
CH-1007 Lausanne)

L'application du chauffage par ondes d'Alfvén ($f = 2.6$ MHz, $P \sim 100$ kW) provoque une augmentation de la température électronique d'une durée de 10–15 ms, suivie d'une lente décroissance. Celle-ci peut être expliquée par les pertes dues à la puissance rayonnée ainsi que le montrent les mesures bolométriques. Le principe du bolomètre ainsi qu'un bilan d'énergie sont présentés.

¹⁾ Institut de Physique de l'Université de Fribourg

Zeitaufgelöste Massenspektrometrie am transienten SF₆ Lichtbogen

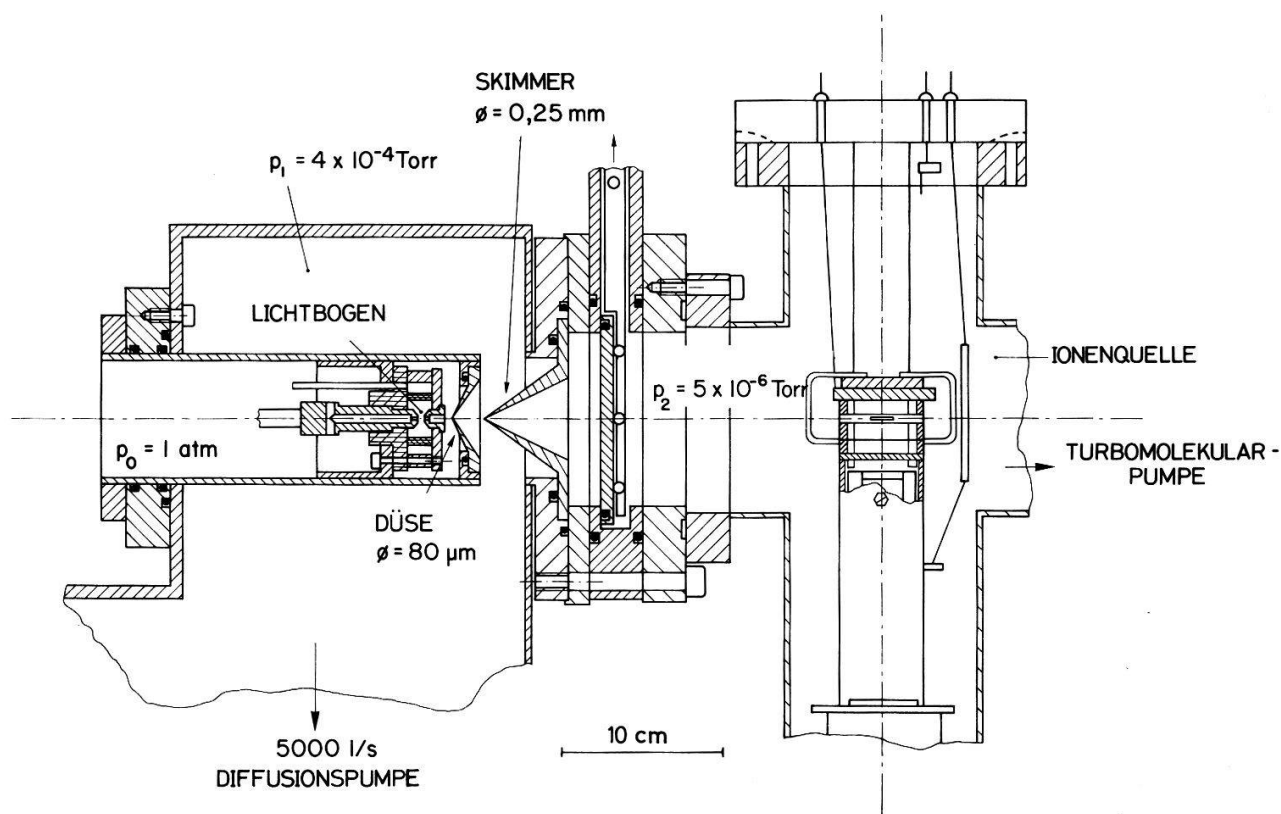
W. RÜEGSEGG, H. J. SCHÖTZAU¹⁾ und F. K. KNEUBÜHL
(Physik Department, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Zusammenfassung. Für die in Hochspannungsschaltern vorkommenden Plasmen ist es von Interesse, deren chemische Zusammensetzung sowohl während der Hochstrom- wie auch der Löschphase zu kennen. Im weiteren ist auch die Kenntnis der Verunreinigung solcher molekularer Plasmen durch Elektroden- und Isoliermaterialien von Bedeutung. Eine Apparatur zur massenspektrometrischen Bestimmung der Gaszusammensetzung eines Hochdruckplasmas wird beschrieben. Mit Hilfe eines differentiell gepumpten Düsensystems werden die vom Lichtbogen dissoziierten Gase zu einem Molekularstrahl geformt, der von einem Flugzeitmassenspektrometer zeitaufgelöst analysiert wird.

Das Massenspektrometer arbeitet nur bei einem Gasdruck von weniger als 10^{-4} mbar. Die dem Hochdrucksystem entnommene Probe muss daher chemisch eingefroren und bei einem Druck von weniger als 10^{-4} mbar der Ionenquelle des Massenspektrometers zugeführt werden. Diese Aufgabe übernimmt ein Einlass-System (Fig. 1) mit Düse und Skimmer nach dem Prinzip von Kantrowitz und Grey [1] (free jet sampling technique).

Die Gasprobe expandiert infolge der grossen Druckdifferenz über der Düse adiabatisch. Dabei fallen Druck, Dichte und Temperatur der Probe innerhalb von Mikrosekunden um Grössenordnungen. Dies bewirkt eine drastische Abnahme der Stosswahrscheinlichkeiten der Teilchen. Damit ist die chemische Integrität der

¹⁾ Sprecher & Schuh AG, Physiklabor, CH-5001 Aarau



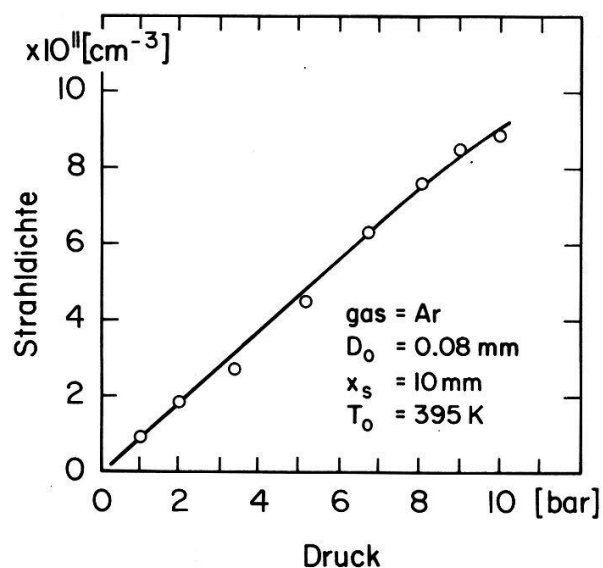
Figur 1
Schematische Darstellung der 'free-jet-sampling' Apparatur.

Probe gewährleistet. Der Skimmer blendet aus der nun kollisionsfreien Strömung den achsennahen Teil aus, der als Molekularstrahl auf die Ionenquelle trifft. Das Düsen-Skimmer-System wird differentiell gepumpt. Der Druck in der ersten Kammer wird von einer 5 m³/s Oeldiffusionspumpe auf etwa 5×10^{-4} mbar gehalten. Der Raum zwischen Skimmer und Ionenquelle wird durch eine Turbomolekularpumpe evakuiert. Zur Analyse des Molekularstrahls verwenden wir ein CVC 2001 Flugzeitmassenspektrometer, das mit einer 'cross-beam' Elektronenstoss-Ionenquelle ausgerüstet ist. Das Gerät liefert Massenspektren mit einer Rate von 10 kHz bis 100 kHz, was für zeitaufgelöste Messungen genügt.

Die Intensität des Molekularstrahles hängt ausser vom Druck und der Temperatur vor der Düse auch von der Gasart und dem Abstand des Skimmers zur Düse ab. Wir justierten das Einlass-System, indem wir die Gase SF₆, N₂, Ar, He and Luft auf die Düse strömten und den Skimmer-Düsen Abstand optimal einstellten. Fig. 2 zeigt die Abhängigkeit der Strahldichte vom Druck vor der Düse. Bis zu Drücken von 10 bar verhält sich das System linear. Der Düsendurchmesser kann zwar noch kleiner gewählt werden, jedoch treten dann häufig Verstopfungen auf.

Die einleitenden Tests zeigten, dass das System den Erwartungen entsprechend funktioniert und mit Apparaturen anderer Autoren vergleichbar ist [2, 3].

Um das in Schaltern vorkommende Hochdruckplasma zu simulieren, wird ein mit Luft, N₂ oder SF₆ beblasener Lichtbogen unmittelbar vor dem Einlass-System betrieben (Fig. 1). Die im Bogen gebildeten Moleküle strömen mit dem Puffergas durch die eine Elektrode auf die Düse. Fig. 3 zeigt den zeitlichen Verlauf des Stromes mit dem der Bogen betrieben wird. Die gemessenen SF₅⁺ und CF₃⁺

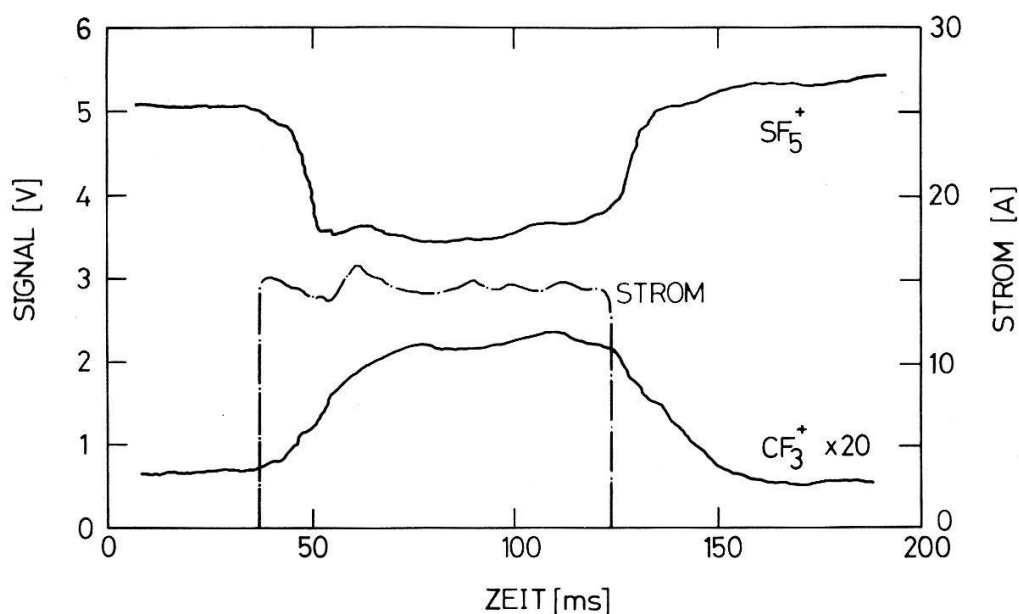
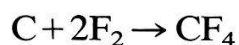


Figur 2
Gemessene Teilchendichte in Abhängigkeit des Gasdrucks vor dem Einlass-System.

Ionen-Intensitäten repräsentieren SF_6 resp. CF_4 Moleküle. Sie werden in der Ionenquelle gebildet gemäss den Reaktionen:



Die Abnahme der SF_6 Konzentration während des Stromimpulses ist im wesentlichen durch die Dichteabnahme im heissen Bogen bedingt. CF_4 ist eine Plasmaverunreinigung durch verdampfendes Elektrodenmaterial:



Figur 3
Zeitlicher Verlauf des Bogenstroms sowie der SF_5^+ und CF_3^+ Konzentrationen. Puffergas: SF_6 , Druck: 1 bar, Elektrodenmaterial: Graphit RW 0.

Die zeitliche Verzögerung der Teilchenkonzentrationsänderung zum Stromimpuls wird durch die relativ langsame Strömung des heissen Gases zwischen Elektrode und Düse hervorgerufen.

Unsere Resultate zeigen, dass der dynamische Verlauf der Teilchenkonzentration in einem Hochdruckplasma mit der 'free jet sampling' Apparatur gemessen werden kann.

Diese Arbeit wird unterstützt durch die Kommission zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung im Rahmen des Projekts 1026.

REFERENZEN

- [1] A. KANTROWITZ and J. GREY, *Rev. Sci. Instr.* 22, 328 (1951).
- [2] H. M. PARKER, A. R. KUHLETHAU, R. ZAPATA and J. SCOTT, *Rarefield Gas Dynamics*, F. M. Devienne (ed.) pp. 66–79, Pergamon Press (1960).
- [3] C. A. STEARNS and F. J. KOHL et al., NBS Special Publication 561, Proceedings of the 10th Materials Research Symposium held at NBS Gaithersburg, Maryland, Sept 18–22, 1978.

Interferometric investigation of a decaying high pressure arc

H. P. GRAF, H. P. MEILI, H. J. SCHÖTZAU¹⁾ and CH. STURZENEGGER
(Sprecher & Schuh AG, Physics Laboratory, CH-5001 Aarau, Switzerland)

Introduction

In a high voltage circuit breaker the temperature decay of the arc during current zero is of crucial importance during the thermal as well as during the dielectric phase. For the optimization of a circuit breaker a precise knowledge of the temperature and the density distribution in the arc chamber is therefore inevitable. Interferometric methods have been shown by several authors to be most useful for a quantitative determination of these parameters [1–3]. In the present interferometric study of the decaying arc emphasis is laid on gas flow conditions as they are present in real high voltage breakers (e.g. moving contact, turbulence, nozzle clogging).

Apparatus

For the experiments a high voltage model breaker with a double nozzle configuration is used. It is a two pressure device with a moving contact. Through two plane glass windows the upstream region of the arc chamber can be observed. A Mach-Zehnder interferometer is installed for the observation of the flow field. An Argon-ion laser is used as the illumination source. At one exit of the interferometer a selfmade high speed framing camera is placed. With a rotating mirror a series of 9 pictures is projected onto a Polaroid film. The exposure time of the individual pictures can be varied down to 1 μ s. The time lag between two successive pictures is 4 times the exposure time. At the second exit of the

¹⁾ And ETH Zürich, Physics Department, CH 8093 Zürich.

interferometer a streak camera is positioned. With this camera a narrow slit of the picture is recorded continuously temporally resolved. The temporal resolution achieved is better than $1\ \mu\text{s}$. As current source a capacitor bank delivering current pulses of 6 ms duration and up to 5 kA is used. Alternatively the current and voltage sources of the high power test laboratory can be used.

Arc decay

Four examples of interference pictures are shown in Fig. 1. Fig. 1a shows the interference pattern due to the stationary cold gas flow. The high density of the interferences fringes seen in the centre of the Figs. 1c and 1d is due to the gas density decrease in the arc. On Fig. 1b the moment of current zero is recorded. When the current is interrupted by the breaker, the cold gas density is not established immediately. A channel of hot gas is observed to remain for a few tens of microseconds after current zero. The reduced density in this channel leads to a reduced dielectric strength of the arc chamber. Fig. 2 shows the time τ it takes until this hot channel is removed. The increase of τ with increasing current slope (i.e. with increasing interrupted current) is due to the inertness of the arc. If a current ramp is applied to an arc the energy content of the arc lags behind its equilibrium value. This leads to a higher energy content at current zero when the current slope is increased and hence to a longer time τ it takes until this energy is removed by convection.

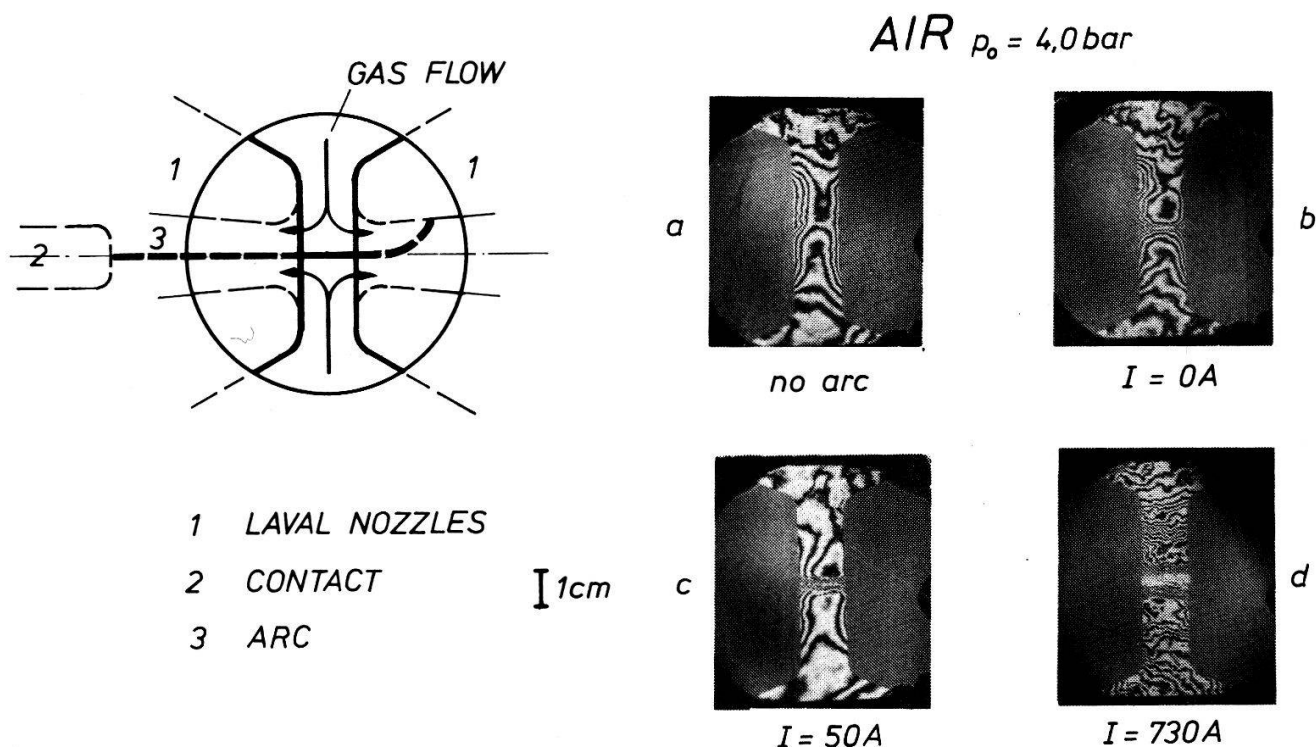


Figure 1

Interference patterns of air flow and burning arc at several current levels. Exposure time: $4\ \mu\text{s}$. On the left hand side, a sketch of the arc chamber is shown.

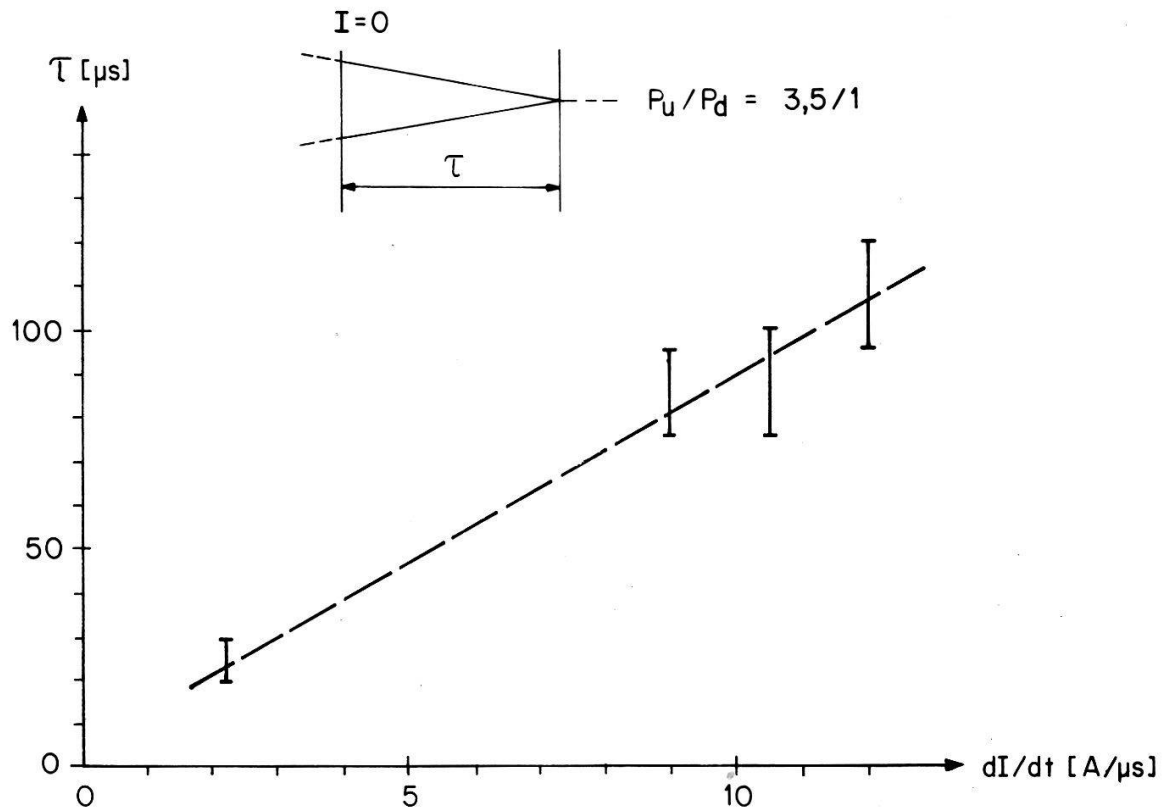


Figure 2

Time lag τ after current zero until the hot gas channel disappeared. dI/dt is the current slope at current zero. Measurements are performed in the upstream region.

Nozzle clogging

Nozzle clogging occurs when the arc diameter reaches the dimension of the nozzle throat. For the observation of nozzle clogging two laval nozzles with a reduced throat diameter of 10 mm are used.

Fig. 3 shows an interferometric streak of an arc with a peak current of 2.5 kA. An oscillation of the arc diameter can be observed at current levels above 2 kA. When the arc fills the nozzle throat, convective cooling of the arc is drastically reduced due to a reduced mass flow through the nozzles. Hot gas from the arc region then flows back into the high pressure chamber.

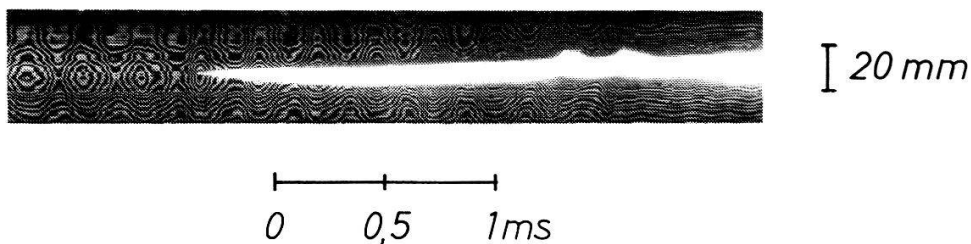


Figure 3

Streak photography of a decaying arc with nozzle clogging in the high current phase. Nozzle clogging can be recognized from the oscillating arc diameter. The streak slit is placed in the middle between the two nozzles.

$dI/dt = 3 \text{ A}/\mu\text{s}$; $P_{\text{upstr.}} = 3 \text{ bar}$; $I_{\text{peak}} = 2.5 \text{ kA}$

An oscillation of the flow direction and of the arc diameter results. The observed frequency of nearly 4 kHz corresponds to the frequency of a resonant mode of the upstream chamber. As can be noticed on Fig. 3 the density (and pressure) oscillations in the cold gas once excited by the nozzle clogging are damped only weakly and persist for a much longer time than the arc duration. The arc diameter is not influenced by this pressure oscillation if the current level is too low for clogging.

Concluding remark

The shown examples demonstrate the potential of a Mach-Zehnder interferometer for the study of arc gas flow interaction in high voltage breakers. Useful qualitative information on the flow structure as well as quantitative results of density profiles in cold gas and in the arc are obtained. In turbulent flow this interferometer type is found to be superior to a differential interferometer.

REFERENCES

- [1] J. MENTEL, Siemens Forschung und Entwicklung, Bericht 4, 380 (1975).
- [2] W. TIEMANN, IEEE Trans. Plasma Sci. PS8, 368 (1980).
- [3] D. LESEBERG and G. PIETSCH, 7th International Conference Gas Discharges and their Applications 31.8 – 3.9.1982 London, p. 9.

Analysis of ultrasonic propagation in an elastic cylinder filled with moving water

G. C. D'EMMA

(Zentrale Forschung und Entwicklung, Landis & Gyr Zug AG, CH-6301 Zug)

We investigate the acoustic modes of ultrasonic disturbances propagating through moving water confined in a non-rigid cylindrical pipe of infinite length. The modes and their respective attenuations depend on such parameters as the pipe geometry and its material constants as well as the profile of the water flow. We present a number of numerical examples.

Divers

Hydrodynamisches Volumen von Polyacrylamid in Lösung

P. MERKI und TH. BINKERT

(Institut für Angewandte Physik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern)

An dünnen Lösungen von hochpolymerem ($M = 5.5 \times 10^6$) Polyacrylamid in Wasser/Aceton-Mischungen wurden Viskositätsmessungen und dynamische Lichtstreuungsmessungen zur Bestimmung des hydrodynamischen Volumens der isolierten Moleküle durchgeführt.

Dies erfordert stark verdünnte Lösungen. Da die Streulichtintensität damit auch sehr schwach wird, muss parasitäres Streulicht infolge von 'Staub' besonders sorgfältig vermieden werden. Uebliche Präparations-Methoden (Filtrieren, Zentrifugieren) führen bei Hochpolymeren nicht immer zum Erfolg. Deshalb wird bei der Detektion des Streulichtes ein Verfahren angewendet, das Teilmessungen mit parasitärem Streulicht diskriminiert und so eine ungestörte Akkumulation der Autokorrelationsfunktion erlaubt. Damit sind Messungen bis zu Konzentrationen von 10 mg/l möglich.

An efficient infrared light source for spectroscopic application

O. OEHLER and D. SOURLIER¹⁾

(Institute of Applied Physics, Swiss Federal Institute of Technology, Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

The need for an efficient thermal light source followed from the intention to design a simple and selective gas detecting device, based on optical spectroscopy.

In this connection a nearly closed rotational ellipsoid-shaped reflector was described [1, 2]. This construction uses the property of such a reflector to collimate the radiation of a point source which is positioned at one of the two focal points. A narrow and fairly parallel light beam can be decoupled along the major axis of the ellipsoid.

A high efficiency – defined by the ratio of the power emitted by the light source and the decoupled radiational power – requires that the light source is small compared to the optical system as well as that the light source has a high transparency.

A 0.7 mm long filament of a diameter of 0.75 mm and a measured transparency of 65% was used. It was attached at one focal point (F_1) of the nearly closed ellipsoid mirror of an average reflectivity of 71%. The length of the major axes were $A = 40$ mm and $B = 80$ mm and the size of the exit hole was $d = 3$ mm (Fig. 1). An efficiency of 12.7% was measured, a value which is in good agreement with the calculations. A 100% transparent point source, arranged at the focus F_1 of a 71% reflecting ellipsoid would result in an efficiency of 67%.

A disadvantage of the nearly closed ellipsoid is the divergence of the decoupled light beam since for many applications the radiation should be focussed onto a small sample or detecting device. In this respect the light path as given in Fig. 1 is favourable.

In this layout, the second half of the ellipsoid is replaced by a plane mirror coinciding with the central normal plane of the two focal points. The collimated light beam either can be decoupled through an opening in the ellipsoid or a hole or a transparent region at the center of the plane mirror. In the second case a converging beam is obtained, focussed at the second focal point outside of the half mirror.

Both constructions – the complete ellipsoid reflector as described in [1, 2] and the covered half mirror of Fig. 1 – are based on the same light collecting principle. Therefore a high efficiency can be observed in the latter case too.

¹⁾ Some of the material has been dealt with in the diploma thesis of one of the authors (D.S.)

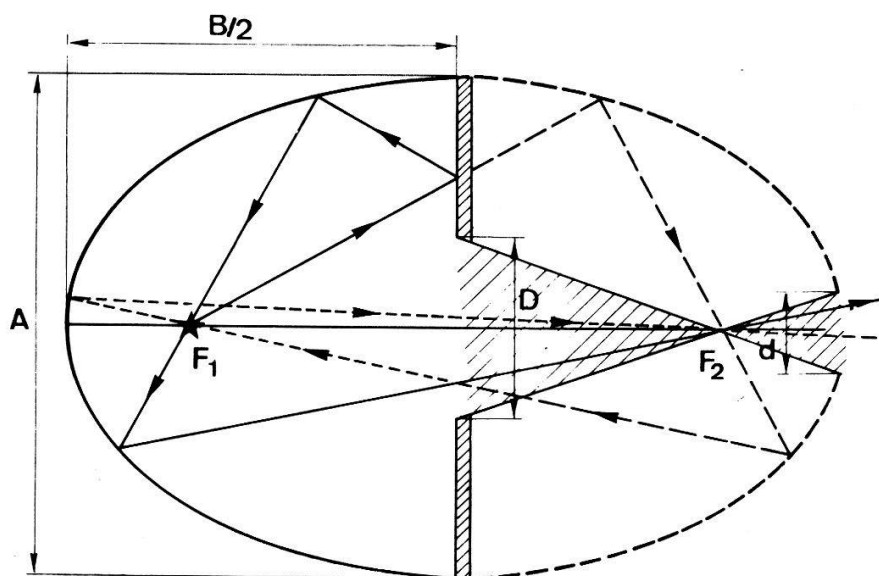


Figure 1

Principle of the covered half-ellipsoid reflector F_1, F_2 : Focal points (Light source at F_1)

In Fig. 2 the efficiency of the covered half mirror is given as a function of the diameter D of the opening at the center of the plane mirror. The dimensions of the ellipsoid were $A = 40$ mm, $B/2 = 40$ mm. The calculated values were based on a reflectivity of the ellipsoid surface of 71%, a reflectivity of the plane mirror of 95% and a transparency of the filament of 65%. The measurements were

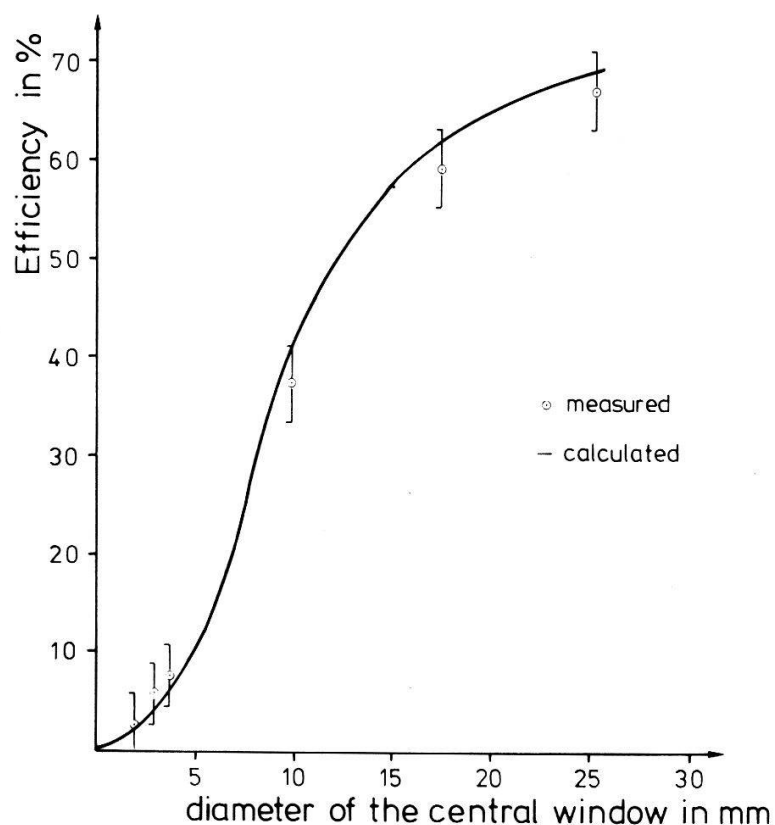


Figure 2

Efficiency of the covered half-ellipsoid reflector as a function of the diameter of the central opening D in the plane mirror ($A = 40$ mm, $B/2 = 40$ mm).

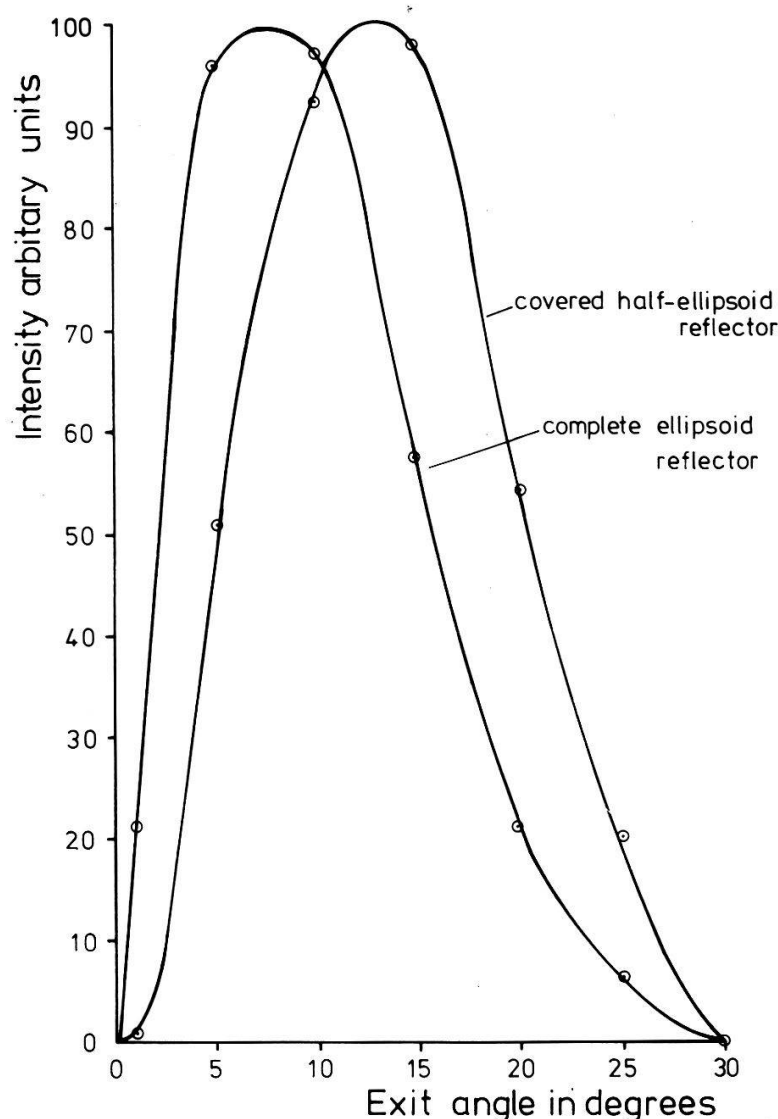


Figure 3

Measured angular distribution of the exiting radiation from the complete ellipsoid reflector and the covered half-ellipsoid reflector.

accomplished at a wavelength of $4.3\ \mu\text{m}$. Even at the relatively low reflectivity of our mirror surface and at low transparency of the filament a high efficiency of the optical system (up to 67%) was observed.

In Fig. 3 the measured angular distributions of the exiting light is given for the two mirror arrangements. The opening in the complete ellipsoid reflector ($d = 3\ \text{mm}$) and the hole in the plane mirror ($D = 25\ \text{mm}$) of the covered half ellipsoid were chosen in such a manner that the same maximal exit angle was obtained. It is remarkable that the complete ellipsoid has its intensity maximum at lower exit angle than the other one, since more reflections at the ellipsoid surface are necessary until the light beam gets decoupled (see Fig. 1).

In Fig. 4 an application of the covered half ellipsoid mirror is given. The decoupled radiation enters a photoacoustic cell Z after passing the interference filter F . At the back side of the cell Z a non-plane mirror is arranged approximating the missing half of the ellipsoid. This light guiding unit causes the back-reflection of the nonabsorbed radiation into the source without changing the optical light pass.

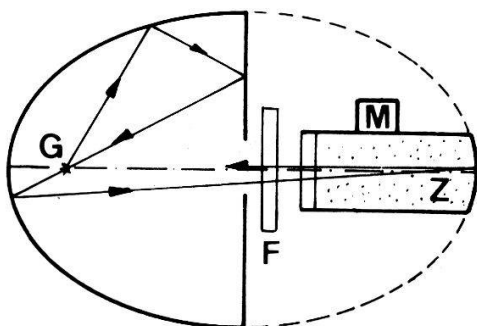


Figure 4

Application of the covered half-ellipsoid reflector for photoacoustic gas detection.

G: Filament, F: Interference filter, Z: Gas cell, M: Microphone

REFERENCES

- [1] O. OEHLER, D. MAREK and A. FRIES, *Helv. Phys. Acta* 54, 631 (1981).
- [2] O. OEHLER and A. FRIES, *Helv. Phys. Acta* 55, 178 (1982).

A CMOS magnetodiode

H. P. BALTES and R. S. POPOVIĆ

(Zentrale Forschung und Entwicklung, Landis & Gyr Zug AG, CH-6301 Zug, Switzerland)

P^+NN^+ magnetodiodes (MD) realized in Silicon-on-Sapphire (SOS) technology have been recently investigated for the purpose of sensing magnetic fields (see e.g. [1] and references therein). The MD operation is based on the combination of double injection of carriers by the P^+ and N^+ regions and the magnetoconcentration effect. The latter occurs in semiconductor slabs or films with one high and one low recombination rate surface: when a magnetic field is applied in the plane of the film perpendicular to the carrier drift velocity, the carriers are deflected either towards the high or the low recombining surface (depending on the field direction) and the carrier concentration profile, the mean carrier density, and the current are affected accordingly. In the case of SOS MD's the roles of the high and low recombining surfaces are played by the $Si-Al_2O_3$ and $Si-SiO_2$ interfaces, respectively. Reported magnetic field sensitivities for SOS magnetodiodes range between 0.1 and 30 V/T.

We devised recently [2] a magnetic-field sensitive bipolar transistor, where operation is reminiscent of that of the SOS MD, but which does not require an Al_2O_3 substrate: the high recombining interface is replaced by a reverse-biased PN (collector) junction providing a virtually infinite recombination rate. The device can be manufactured in standard CMOS or bipolar technology. Sensitivity up to 15 V/T is achieved.

The cross section of our device is shown in Fig. 1. The device is virtually a bipolar transistor realized in CMOS technology, but has the unusual feature of rather long base. Injected carriers are deflected by the magnetic field (applied perpendicular to the drawing plane) either towards the low recombining $Si-SiO_2$ interface or towards the PN collector junction which acts as a high recombining

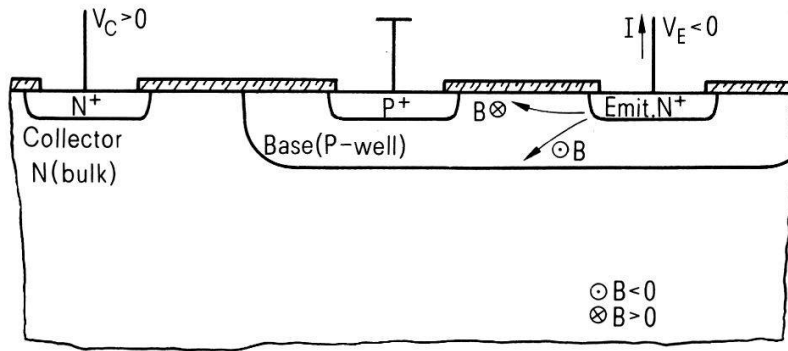


Figure 1

interface. A number of samples were manufactured by standard CMOS technology at the Institute of Applied Physics, ETH Zürich and the Centre Electronique Horlogère, Neuchâtel. A photo of a typical device is displayed in Fig. 2. Typical parameters are: base length $L = 128 \mu\text{m}$, width $W = 50 \mu\text{m}$, P -well diffusion depth about $10 \mu\text{m}$, source and drain (i.e. emitter and base contact) diffusion depths about $1.5 \mu\text{m}$. We point out that our device has a much thinner magnetic field sensitive region than previous bulk silicon magnetodiodes. The device can be readily integrated into a standard CMOS circuit.

Samples were measured under 0 and ± 1 T magnetic fields. An example of a current-voltage characteristic is shown in Fig. 3. Highest sensitivity is obtained at about 20 mA emitter current.

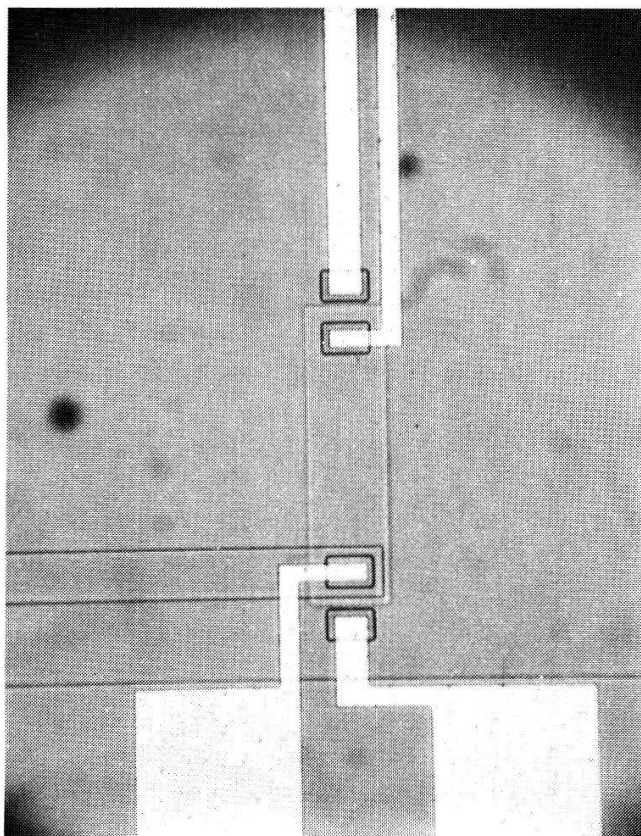


Figure 2

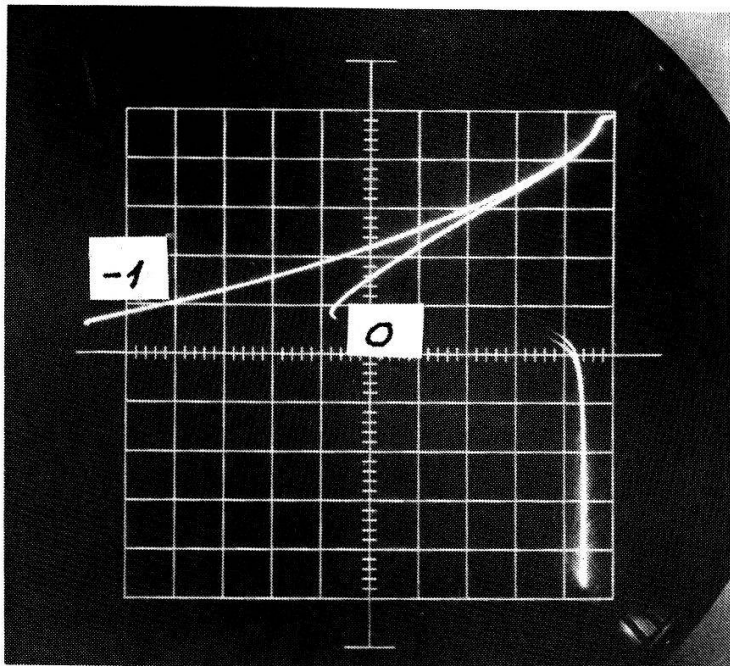


Figure 3

While the lower part ($I < 20$ mA) of the characteristics seems to be mainly due to the magnetodiode effect described above, the upper part ($I > 20$ mA) shows a negative differential resistance reminiscent of the unijunction transistor effect [3]: Due to the voltage drop in the collector region, the collector junction eventually becomes forward-biased. The carriers will be injected into collector region, leading to a UJT-like operation.

Moreover, we suspect that also the Kirk effect of bipolar transistor and the junction field effect transistor mechanism may be involved in the operation of our device. Theoretical analysis is in progress.

REFERENCES:

- [1] A. MOHAGHEGH, S. CRISTOLOVEANU and J. DE PONTCHARRA, IEEE Trans. Electron Devices, ED-28, 237-242 (1981).
- [2] R. S. POPOVIĆ and H. P. BALTES, Proc. 12th European Solid-St. Dev. Res. Conf., 96-97 (1982).
- [3] S. L. AGRAWAL and S. SWAMI, J. Phys. D, 14, 283-291 (1981).

Enhancement of sensitivity of lateral magnetotransistors

R. S. POPOVIĆ and H. P. BALTES

(Zentrale Forschung und Entwicklung, Landis & Gyr Zug AG, CH-6031 Zug, Switzerland)

1. Introduction

The term *Magnetotransistor* (MT) is usually applied to bipolar transistors manufactured in more or less standard bipolar technology and whose design is optimized to the purpose of obtaining high magnetic-field sensitivity of the output characteristics, such as collector current versus collector-emitter voltage. A large

variety of devices of this kind have been proposed hitherto, the best type out of which seems to be the *lateral* MT [1, 2]. Reported relative sensitivities [3] of the collector current range between 1% A/AT and 50% A/AT.

In the present note we report an improved version of the lateral bipolar MT. In comparison with the MT's reported previously, our devices show the following improvements:

- (a) higher magnetic field sensitivity, viz. $\geq 120\%/T$,
- (b) much smaller and sharply localized sensitive volume, and
- (c) manufacturing compatibility with standard CMOS technology.

Apart from the progress in device performance and technology, our investigation has also led to a better understanding of the lateral MT.

2. Concepts

The structure of the device is similar to that of conventional lateral MT's (see Fig. 1). The new feature of the device, however, is that the MT is situated in a P-well and is surrounded by a reverse-biased PN-junction. This additional PN-junction turns out to be crucial for the increase in magnetic-field sensitivity.

The device operates as follows. When a positive voltage is applied to the base contact, the emitter-base junction is forward-biased. Therefore, electrons are injected from the emitter into the base region. The major part of these electrons is collected by the substrate. A small fraction of the electrons, however, namely those injected out of the emitter *side-wall* facing the collector, are collected by the reverse-biased collector junction. The collector current generated in this way strongly depends on the magnitude and direction of the magnetic field: When the field is directed into the figure plane, the Lorentz force deflects the paths of the electrons towards the device surface and therefore more electrons contribute to the collector current. When the field direction is reversed, the electron current lines are deflected in the opposite direction, and electrons are accordingly collected rather by the reverse-biased well-substrate junction.

The relative sensitivity S_I of the collector current to the magnetic field can be easily established applying the model similar to that in [3], if we assume that the

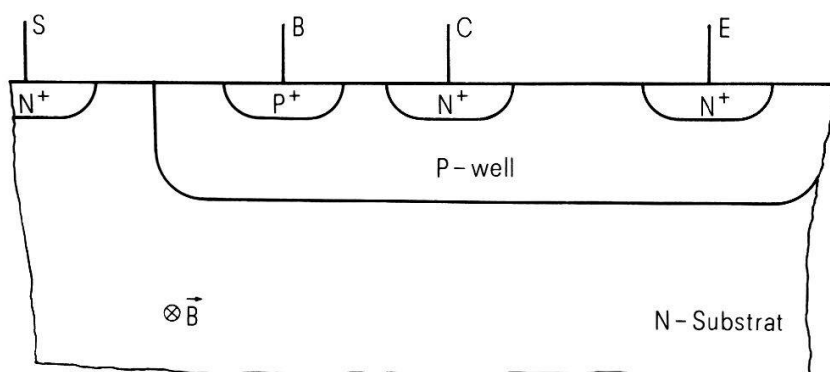


Figure 1
Structure of device.

fraction of injected current reaching the collector has a uniform density:

$$S_I = \frac{\Delta I_c}{I_c} \simeq \frac{J_c L t_g \alpha_n}{J_c x_j} = \frac{L}{x_j} \operatorname{tg} \alpha_n \quad (1)$$

Here, I_c denotes the collector current for zero magnetic field, ΔI_c its variation due to the magnetic field, J_c the density (per length) of the electron current reaching the collector, L the lateral base length, x_j the emitter and collector junctions depth, and α_n the Hall angle as given by [4],

$$\operatorname{tg} \alpha_n = \mu_n^H B \quad (2)$$

where μ_n^H denotes the electron Hall mobility and B the induction of the applied magnetic field. From (1) and (2) we get

$$S_I \simeq \mu_n^H \frac{L}{x_j} B \quad (3)$$

3. Experiment

A number of MT samples with different base lengths L were fabricated and measured in order to check the above model. The samples were made by standard CMOS technology at the Institute of Applied Physics, ETH Zürich and the Centre Electronique Horlogèr, Neuchâtel.

Some important parameters common to all samples are the following: P -well diffusion depth – about $10 \mu\text{m}$, source and drain (here serving as emitter and collector) diffusion depth – about $1.5 \mu\text{m}$. The base lengths (on the mask) are 8, 16 and $32 \mu\text{m}$. A photo of a typical sample is shown in Fig. 2.

Measurement were made using magnetic fields of -1 T , 0 and 1 T . The field direction was perpendicular to the direction of the collector current. The base

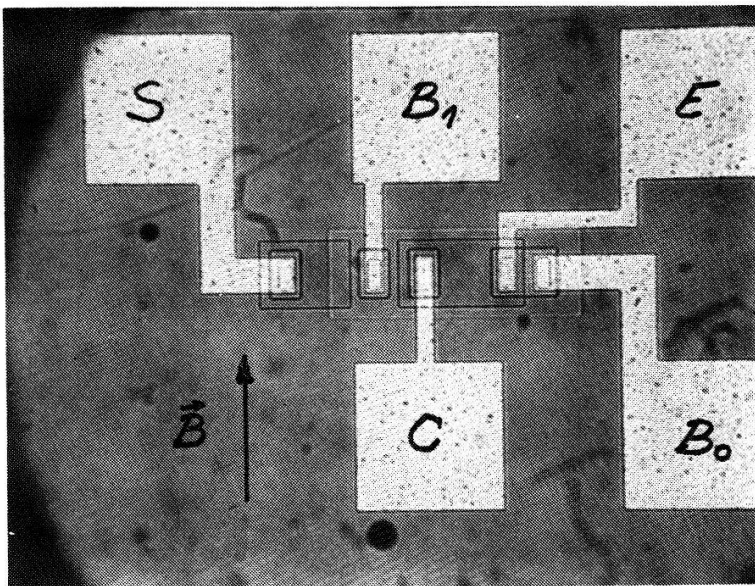


Figure 2
Photo of a typical sample.

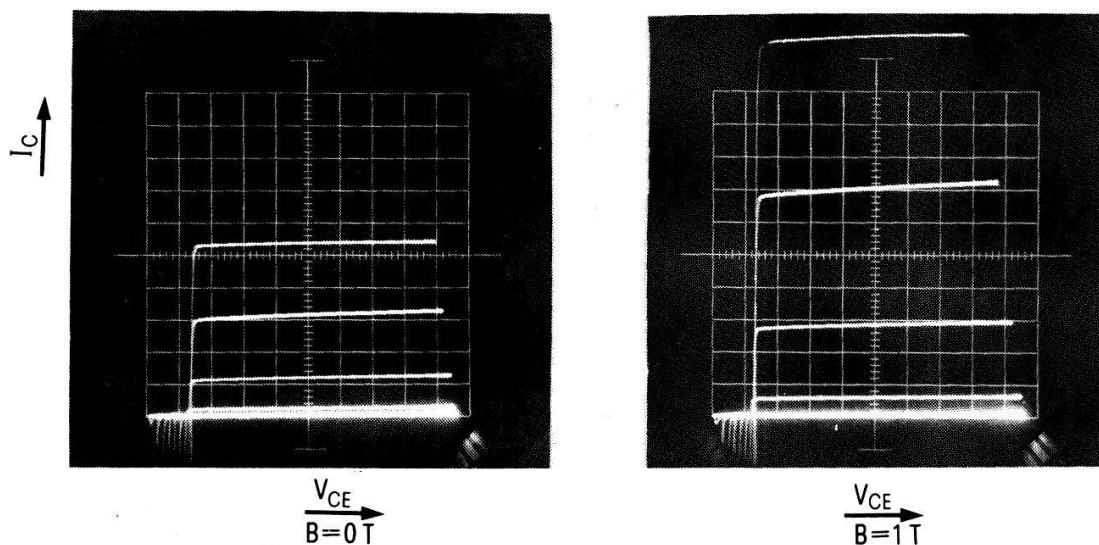


Figure 3

The magnetic field dependence of the MT's collector current vs. collector-emitter voltage characteristics. Horiz: 1 V/div.; vert.: 10 μ A/div.; base current: const($12 \times 50 \mu$ A/step); substrate voltage: +10 V.

current was kept constant and adjusted so that the collector current was in the range between 10 μ A and 100 μ A. Typical results for the magnetic-field dependence of the collector current are shown in Fig. 3.

The dependence of the sensitivity on the base length L is shown in Fig. 4 and compared to theory (dashed line). The theoretical values are calculated from Eq. (3) using $\mu_n^H \approx \mu_n (2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}) = 1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. We observe that linear dependence of S_I on L is clearly established. We conclude that the operation of our device, at least in the range of parameters considered here, is mainly determined by deflection of electrons.

We finally mention that a PNP version of our lateral MT is found to show much higher sensitivity, namely up to 3000 %/T, as will be described in a forthcoming paper.

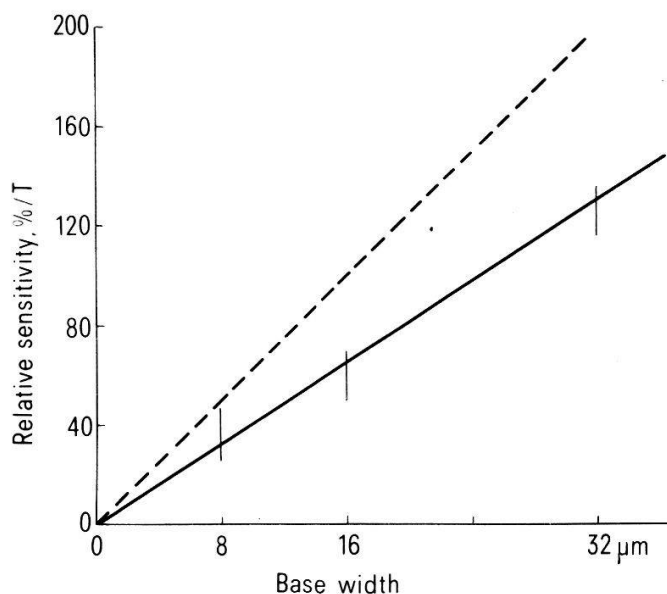


Figure 4

Magnetic field sensitivity S_I as function of base length L . Full line: experiment, dashed line: theory.

Acknowledgements

We are grateful to the Institut of Applied Physics, ETH Zürich, and the Centre Electronique Horlogèr, Neuchâtel, for their manufacturing services and to T. Zajc of LGZ Landis & Gyr Zug AG for providing the measurement equipment.

REFERENCES

- [1] I. M. MITNIKOVA, T. V. PERSIYANOV, G. I. REKALOVA and G. SHTYUBNER, *Soviet Phys. Semicond.* 12, 26–28 (1978).
- [2] A. VINAL and N. A. MASNARI, *IEEE-EDL* 3, 203–205 (1982).
- [3] V. ZIEREN and B. P. M. DYNDAM, *IEEE-ED* 29, 83–90 (1982).
- [4] P. S. KIREJEW, *Physik der Halbleiter*, Akademie-Verlag, Berlin 1974, Chapter 4.
- [5] S. M. SZE, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd edition, Wiley-Interscience, New York 1981, Chapter 1.

Physique des matériaux 3

Einfluß von Oxid- und Sauerstoff-Sorptionsschichten auf die Kinetik der Wasserstoffaufnahme von Metallen

E. FROMM

(Max-Planck-Institut für Metallforschung, Seestraße 92, D-7000 Stuttgart 1)

Die Kinetik der Wasserstoffaufnahme von Metallen und Legierungen wird bei Raumtemperatur durch oxidische oder oxidähnliche Sorptionsschichten auf der Oberfläche sehr stark beeinflusst und hängt bei nicht zu hohen Temperaturen von einer Vielzahl von Einzelprozessen ab, die zum Teil noch nicht im einzelnen verstanden sind. Diese Problematik wird im Zusammenhang dargestellt und anhand neuerer experimenteller Ergebnisse und theoretischer Modellvorstellungen diskutiert.

Pulvérisation cathodique magnétron de couches minces de MoSe₂: caractéristiques morphologiques et analyse chimique

R. BICHSEL, F. LÉVY et H. JOTTERAND

(Institut de Physique Appliquée, EPFL, CH-1015 Lausanne)

Des couches minces de MoSe₂ ont été élaborées par pulvérisation cathodique RF dans un système diode à grand rendement (type 'planar magnetron'). La morphologie et les caractéristiques structurales de croissance des films ont été déterminées par microscopie électronique à balayage (SEM). Il a été trouvé que le paramètre qui influence le plus radicalement la morphologie des échantillons est la température du substrat lors de la déposition. Les études topographiques et en coupe ont mis en évidence une structure lamellaire qui se développe perpendiculairement au plan du substrat. La dimension des cristallites augmente pour des températures élevées. Les analyses chimiques par spectroscopies Auger et ESCA

ont montré que, sous certaines conditions, des échantillons stoechiométriques peuvent être obtenus. La polarisation des substrats pendant la pulvérisation décroît leur teneur en sélénium.

Wärmeleitfähigkeitsmessungen an geschäumten Isolationsrohren

HP. EICHER, R. FANKHAUSER, G. KLEIN und H.-J. GÜNTHERODT

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

Im Rahmen unserer Arbeiten auf dem Gebiet der Energieforschung wird in Zusammenarbeit mit der Industrie ein Projekt im Bereich der rationellen Energieverwendung durchgeführt. Ziel der Arbeiten ist es, mit einem gegebenen Grundmaterial, geschäumte Isolationsrohre mit möglichst kleiner Wärmeleitfähigkeit herzustellen. Dies bedingt die Messung der Wärmeleitzahl in Abhängigkeit der Produktionsparameter, der Geometrie und der Zusammensetzung der Isolationsrohre. Dazu wurde eine spezielle Apparatur zur Messung der Wärmeleitfähigkeit solcher Rohre im Bereich von -20°C bis $+70^{\circ}\text{C}$ aufgebaut und getestet. Sie gestattet rasche und präzise Messungen bei einfacher Handhabung. Es wird über erste Messungen und die erhaltenen Resultate berichtet.

Physique des matériaux 4

Martensitic transformation in thermoelastic alloys

R. GOTTHARDT and A. KULIK

(Institut de Génie Atomique, EPFL, CH-1015 Lausanne)

Thermoelastic martensitic transformation in some alloys such as Ti-Ni or Cu-Zn-Al is associated with shape memory effects. To understand this type of transformation different methods of martensitic transformation study were used: mechanical, electron and neutron diffraction and transmission electron microscopy. The results of internal friction measurements and electron microscopy observations, together with their thermodynamical interpretation show that two types of dislocations play an important role during the martensitic transformation. The movement of these dislocations is responsible for the high damping capacity of the martensitic phase: the dislocations inside the martensite at low amplitudes of vibration and the interface-dislocations at higher amplitudes.

Précipitation et recristallisation dans les alliages d'aluminium étudiées par mesures de frottement intérieur

R. SCHALLER et W. BENOIT

(Institut de Génie Atomique, EPFL, CH-1015 Lausanne)

En plus des effets anélastiques dus aux mouvements des dislocations, le spectre de frottement intérieur des alliages d'aluminium présente des pics de relaxation d'origines diverses telles que la réorientation de dipôles élastiques formés par les atomes de soluté, les mouvements d'atomes aux interfaces 'précipité-matrice' ou encore les interactions de dislocations avec la solution solide ou avec les précipités. A cause de tous ces effets, le spectre évolue notablement au cours des phénomènes de précipitation et de recristallisation.

Ainsi, dans le cas des alliages Al-Ag, l'analyse fine des évolutions du spectre de frottement intérieur a permis de déceler un stade supplémentaire dans la séquence de précipitation avec la découverte nouvelle de précipités métastables (γ'') qui précèdent l'apparition des précipités γ' . Les pics qui composent ce spectre sont dus à des relaxations de dipôles élastiques dans la solution solide, puis dans les précipités γ' [1].

La recristallisation, étudiée dans le cas de Al-Mn, donne lieu à une forte diminution du frottement intérieur due à la restauration des dislocations. Elle est précédée d'un stade de précipitation qui se manifeste par une augmentation de frottement intérieur et l'apparition d'un pic de relaxation. Ce pic présente les caractéristiques d'une interaction anélastique dislocations-précipités. Il rend compte de l'interaction entre précipitation et recristallisation. En effet, la température de recristallisation semble dépendre sensiblement de la hauteur de ce pic [2].

Dans ce dernier cas comme dans le précédent, l'analyse du spectre de frottement intérieur permet de suivre chaque stade d'évolution de l'état microstructural de l'alliage d'aluminium.

REFERENCES

- [1] R. SCHALLER et W. BENOIT, J. de Physique 42 (1981) C5-881.
- [2] C. DIALLO, R. SCHALLER, W. BENOIT et M. MONDINO, Mém. Sci. Rev. Mét. 79 (1982) 33.

Gefüge und Bruchmechanismen in Aluminiumlegierungen

P. SCHWELLINGER

(Schweizerische Aluminium AG, CH-8212 Neuhausen am Rheinfall)

Die Mechanismen des duktilen Gewaltbruchs und ihre Abhängigkeit vom Gefüge sollen unter dem Gesichtspunkt ihrer technischen Bedeutung diskutiert werden. Vor der Risspitze bilden sich Hohlräume, die sich vergrössern und durch Abscheren der Ligamente zusammenwachsen. Für die Verbesserung der Zähigkeit einer Legierung sind die Mechanismen der Keimbildung der Hohlräume von besonderer Bedeutung. Der Einfluss der Korngrösse, der Dispersion von Ausscheidungen und der Versetzungssubstruktur wird diskutiert.

Anwendbarkeit des Potentialsondenverfahrens zur Messung der Rissinitiation und Rissausbreitung bis in den Temperaturbereich von 1273 K

K. KROMPHOLZ und G. ULLRICH

(Eidg. Institut für Reaktorforschung, CH-5303 Würenlingen)

Der Aufbau des Potentialsondenverfahrens nach dem Prinzip der Poggendorff-Kompensation wird erläutert. Die Nachweisgrenze für die Detektierung der Rissinitiation und Rissausbreitung wird für den Hochtemperaturbereich im wesentlichen beschränkt durch das thermische Rauschen.

Anhand ausgesuchter Beispiele wird erläutert, wie bei gleichzeitiger Messung der Lastpunktverschiebung nachgewiesen werden kann, dass bei extrem hohen Temperaturen die linear elastische Bruchmechanik auf Ermüdungsrisswachstum angewendet werden kann.

Zur Ermittlung von J -Integral R -Kurven kann die Potentialsonde ebenfalls herangezogen werden. Es wird gezeigt, dass mit diesem Verfahren die Mehrprobenmethode und die COD-Methode (eine Rechengrösse) ersetzt werden kann und sinnvolle Ergebnisse liefert. Es wird erläutert, wie durch sinnvolle Kombination der Risslängenmessung und der Probenaufweitungsmessung ein Beitrag zur Konzeptfindung bei Kriechrisswachstumsuntersuchungen geleistet werden kann.

Emission acoustique, théorie des dislocations et microfissuration fragile

B. TIRBONOD

(Eidg. Institut für Reaktorforschung, CH-5303 Würenlingen)

La variation des contraintes internes dans un solide due par exemple à un mouvement de dislocation ou à une propagation de fissure engendre des ondes acoustiques qui peuvent être détectées et analysées. La théorie des dislocations permet de calculer en fonction du temps et du lieu le déplacement d'onde associé à ces événements. Le calcul a été fait avec l'approximation quasistatique pour une microfissure croissant uniformément pendant un temps fini dans un milieu infini; la fissure est modélisée par une distribution continue de boucles de dislocation fictives réalisant le même champ de contraintes que celui prévu par la mécanique des fissures. Les prédictions sont en bon accord avec les résultats expérimentaux d'autres auteurs pour le cas étudié des microfissures inter- et transgranulaires.

Physique des matériaux 5

Metallische Gläser als Werkstoffe

H. U. KÜNZI

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

Die angewandte Forschung im Bereich der metallischen Gläser hat in den letzten Jahren beachtliche Fortschritte erzielt, so dass für eine Vielzahl von Anwendungen diese Materialien als interessante Werkstoffe betrachtet werden. Vorab sind es die weichmagnetischen Eigenschaften, die in induktiven Bauelementen zu nennenswerten Verbesserungen führen. Einige glasartige Legierung weisen auch hervorragende mechanische Eigenschaften auf. Die Kombination von guten weichmagnetischen und mechanischen Eigenschaften ist die Grundlage für die aussergewöhnlich starken Effekte der magnetoelastischen Wechselwirkung. Erwähnt werden sollte auch, dass es heute mit relativ einfachen Mitteln möglich ist sehr breite Bänder herzustellen.

Stickstoff in metallischen Gläsern

E. ARMBRUSTER, H. U. KÜNZI und H.-J. GÜNTHERODT

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

Es ist bekannt, dass die metallischen Gläser der Zusammensetzung $\text{Ni}_x\text{Zr}_{1-x}$ grössere Mengen Wasserstoff lösen können. Dieser gelöste Wasserstoff verursacht starke Dämpfungsmaxima in der inneren Reibung. Neuere Messungen der inneren Reibung haben nun gezeigt, dass auch Stickstoff Anlass zu solchen Dämpfungsmaxima gibt. Die Peaks sind im Vergleich zu den Wasserstoffpeaks zu höheren Temperaturen verschoben und zeigen auch höhere Aktivierungsenergien. Bemerkenswert ist, dass die Oberflächenbarriere gegenüber Wasserstoffaufnahme durch die Stickstoffaufnahme so stark abgesenkt wird, dass z.B. $\text{Ni}_{64}\text{Zr}_{36}$ bereits bei Zimmertemperatur H_2 rasch aus der Gasphase aufnehmen kann.

Physique nucléaire et corpusculaire

Erste Resultate vom UA2-Detektor am CERN $p\bar{p}$ -Collider

(Univ. Bern–CERN–NBI Copenhagen–LAL Orsay–Univ. Pavia–CEN Saclay Kollaboration)

H. HÄNNI

(Laboratorium für Hochenergiephysik, Universität Bern, Sidlerstr. 5 CH-3012 Bern)

Es werden erste Resultate über inklusive Hadronproduktion und Jet-Produktion präsentiert.

The relative cross section for elastic proton-proton scattering between 500 and 600 MeV

A. BERDOZ, B. FAVIER and F. FOROUGHI

(Institut de Physique, rue Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel)

J. HOFTIEZER and CH. WEDDIGEN

(Kernforschungszentrum, Karlsruhe)

G. S. MUTCHLER

(SIN, Villigen)

The relative cross section for elastic proton-proton scattering has been measured [1] to better than 0.5% in 10° steps from 30 to 90° CM for incident beam energies of 529, 556, and 582 MeV. Results are in reasonable agreement with a prediction of phase shift analysis.

REFERENCE

[1] BERDOZ et al., J. Phys. G. Nucl. Phys. 12, 10 (1982).

Complete set of observables and the orthogonal geometry for the $pp \rightarrow \pi d$ reaction

F. FOROUGHI

(Institut de Physique, rue Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel)

The formalism describing a complete set of observables for $pp \rightarrow \pi d$ reaction is presented and explicit expressions for all the spin observables are given in terms of the helicity formalism [1]. The relation with the standard singlet-triplet representation is given. The orthogonal geometry is studied in detail and a special emphasis is given to the model independent information to be obtained from the experimental data for this geometry.

REFERENCE

[1] F. FOROUGHI, J. Phys. G. Nucl. Phys. 12, 10 (1982).

Differential cross section and proton analysing power measurement in the $D(\vec{p}, 2p)n$ reaction for a symmetric configuration in the CM

P. CHÂTELAIN, B. FAVIER, F. FOROUGHI, C. NUSSBAUM and H. VUILLÈME

(Institut de Physique, rue Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel)

The differential cross section and the proton analysing power has been measured in the deuteron breakup reaction $D(\vec{p}, 2p)n$ for $E_p = 22.7$ MeV. A coplanar symmetric configuration has been investigated with $\theta_1 = -\theta_2 = 34.4^\circ$.

This configuration corresponds to a symmetric geometry in the CM system. The results are compared with an 'exact' calculation derived from a Fadeev-type equation.

New parametrisation of the spin observables for the $^4\text{He}(p, p)^4\text{He}$ reaction

A. BERDOZ and F. FOROUGHI

(Institut de Physique, rue Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel)

We used a parametrisation, in terms of zero of the amplitudes, to describe the spin observables for the $^4\text{He}(p, p)^4\text{He}$ reaction. This parametrisation was suggested by A. Gersten [1]. Its advantages and weak points will be discussed.

REFERENCE

[1] A. GERSTEN, Nucl. Phys. B12 537 (1969).

Désintégration du muon et interaction faible

F. CORRIVEAU, W. FETSCHER, H.-J. GERBER, K. JOHNSON et H. J. MAHLER

(Laboratoire des Hautes Energies de l'ETHZ, CH-5234 Villigen)

J. EGGER, H. KASPAR et M. SALZMANN

(Institut Suisse pour la Recherche Nucléaire, CH-5234 Villigen)

F. SCHECK

(Johannes-Gutenberg-Universitaet, D-6500 Mainz)

En tant que processus purement leptonique, la désintégration du muon est particulièrement appropriée à l'étude de l'interaction faible. Le choix de la théorie 'V-A' concorde avec les résultats expérimentaux mais des contributions allant jusqu'à 30% pour les autres termes demeurent encore possibles. Par une méthode de précession cohérente des muons provenant d'un faisceau polarisé de haute intensité, les composantes transversales possibles de la polarisation des positrons émis sont conservées et leur orientation connue. L'annihilation en vol de ces positrons avec les électrons d'une feuille magnétisée, étudiée au moyen de détecteurs NaI, permet de déduire les valeurs de polarisation. Trois nouveaux paramètres indépendants de la théorie de la désintégration sont ainsi mesurés.

A tritium beta decay spectrometer

W. KÜNDIG, J. W. PETERSEN, R. E. PIXLEY and H. STÜSSI

(Institute of Physics, University of Zürich, CH-8001 Zürich)

In order to determine the antineutrino mass from the tritium beta decay, a high resolution (10 eV), high luminosity ($\sim 1.8 \text{ cm}^2$) beta spectrometer is being

constructed. The spectrometer employs the principle of a retarding electric field surrounding an extended source to reduce the ~ 18.6 keV electrons to 1 keV, followed by a large toroidal field, magnetic spectrometer. The electrons leaving the magnetic spectrometer are accelerated to ~ 20 keV and detected in a position-sensitive proportional counter. For the spectrum measurement near the tritium endpoint, the retarding field will be varied with the acceptance energy of the magnetic spectrometer held constant.

Design considerations and results of initial test measurements will be presented.

Les rapports d'embranchement des désintégrations radiatives $\Lambda \rightarrow n\gamma$, $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ et $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+\gamma$

(Collaboration de Queen Mary College-Genève-Rutherford-Heidelberg-Cambridge-Lausanne-Bristol)

présenté par P. MÜHLEMANN

(Université de Genève, 32 bd d'Yvoy, CH-1211 Genève 4)

Plusieurs désintégrations radiatives ont été mesurées dans le faisceau d'hypérons du supersynchrotron à protons du CERN. Grâce à la mesure de la position des particules neutres ainsi que de l'énergie de toutes les particules à l'exception du neutron, la discrimination entre les modes de désintégration en un gamma de ceux en un π^0 est possible. Environ mille événements sont reconstruits dans chacun des trois canaux de désintégration.

Pourquoi ne construit-on pas davantage de détecteurs à argon liquide (DAL)?

P. MÜHLEMANN

(Université de Genève, 32 bd d'Yvoy, CH-1211 Genève 4)

Le DAL a reçu beaucoup de publicité depuis sa première utilisation à grande échelle en physique des hautes énergies. D'autre part, seulement six détecteurs ayant un volume supérieur à 1000 litres ont été ou sont actuellement utilisés dans les expériences. Les raisons de ce fait seront discutées sur la base de nos expériences au CERN avec le DAL des universités de Lausanne et de Genève.

Coincident neutron and charged particle emission following stopped pion absorption in ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ and ${}^{12}\text{C}$

P. HEUSI, H. P. ISAAK, H. S. PRUYS, R. ENGFER, U. SENNHAUSER and H. K. WALTER

(Physik-Institut, Universität Zürich and LHE der ETH Zürich, CH-8000 Zürich)

Coincident n - n and n -charged particle energy spectra and angular distributions have been measured. Ratios R of absorbing np to pp pairs in the nucleus

have been extracted from the measured n - n and n - p multiplicities. Absorption on an α -cluster was seen in the reaction ${}^6\text{Li}(\pi^-, nt){}^2\text{H}$. In ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ almost all absorption processes lead to the emission of highly energetic particle pairs, whereas in ${}^{12}\text{C}$ the probability for the emission of highly energetic pairs is 50%. Thus final state interactions of the absorbing nucleons with the residual nucleus seem to be important in a nucleus as light as ${}^{12}\text{C}$. The shape of the angular distributions and energy spectra of the directly emitted particles can be described by a model that uses harmonic oscillator wave functions and a π NN point interaction.

REFERENCES

- P. HEUSI, H. P. ISAAK, H. S. PRUYS, R. ENGFER, U. SENNHÄUSER and H. K. WALTER; Proc. 3rd Int. Conf. on Nucl. Reaction Mechanism, Varenna 1982.
P. HEUSI, thesis Univ. Zürich 1983, to be published.

Gas-Scintillations-Proportional-Zähler (GSPZ)

H. P. VON ARB, J. BÖCKLIN, F. DITTUS, J. EGGER, R. FERREIRA MARQUES, W. D. HEROLD, H. HOFER, H. F. KASPAR, F. KOTTMANN, R. SCHÄREN, D. TAQUO und M. WÄLCHLI
(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH-Zürich, c/o SIN, CH-5234 Villigen)

Die Funktionsweise und Möglichkeiten der Anwendung von GSP-Zählern wurde von verschiedenen Experimentiergruppen am SIN untersucht. In einer Zusammenstellung werden Resultate über Energie- und Zeit-messungen von niederenergetischer X-Strahlung aus müonischem Wasserstoff, sowie Messungen über den Energieverlust von schnellen ionisierenden Teilchen mit einem Xenon-GSPZ vorgestellt. Weitere Möglichkeiten über die Verwendung dieses Zählers werden aufgezeigt.

Progress on producing polarized negative hydrogen ions by the ETHZ polarized ion source using the atomic beam method

P. A. SCHMELZBACH and W. GRÜEBLER
(Laboratorium für Kernphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

The progress on the ETHZ polarized negative hydrogen ion source, based on the atomic beam method, is described. Particular improvements have been made in the double charge exchange from positive to negative hydrogen ions. At present the source produces over 100 μA H^+ ions, which yields 5–6 μA polarized *negative* hydrogen ions. These ions have been accelerated in a EN tandem accelerator. A record current of 2–3 μA of polarized deuterons with 89% polarization could be focused through a 3 mm diameter collimator on a target. Further improvements incorporating presently available techniques are discussed. It is shown, that 50–100 μA of polarized H^- and D^- ions can be produced with this type of source.

Accurate determination of the $^{17}\text{O}-^{16}\text{O}+n$ coupling constant and spectroscopic factor

S. BURZYNSKI,¹⁾ M. BAUMGARTNER, H. P. GUBLER, J. JOURDAN, H. O. MEYER, G. R. PLATTNER, H. W. ROSER and I. SICK

(Department of Physics, University of Basel, CH-4056 Basel, Switzerland)

K.-H. MÖBIUS

(Max Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, FRG)

We have measured $^{16}\text{O}-^{17}\text{O}$ elastic cross sections at 22 MeV between $65^\circ-140^\circ$ to $\pm 1\%$. The observed oscillatory interference between Coulomb scattering and the neutron transfer process is analyzed using exact finite-range DWBA. A model-independent value of $\bar{C}^2 = 0.82 \pm 0.07$ is obtained for the coupling constant of the $1d_{5/2}$ neutron in ^{17}O . We also present an analysis of data on magnetic electron scattering from ^{17}O , which yields precise information on the magnitude and the radial shape of the $1d_{5/2}$ neutron bound-state wave function. With this we relate the coupling constant to the spectroscopic factor and find $S = 1.06 \pm 0.11$. We show that the magnetic electron scattering data alone yield $S = 1.04 \pm 0.10$. Combining these results with earlier work we recommend $\bar{C}^2 = 0.79 \pm 0.04$ and $S = 1.03 \pm 0.07$ as best values. This spectroscopic strength corresponds to $91 \pm 7\%$ of the full single particle value.

¹⁾ On leave from the Institute of Nuclear Research, Poland.

Evidence for dibaryon resonances from the measurement of the tensor polarization t_{20} in π^+-d scattering

W. GRÜEBLER, J. ULBRICHT, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH, K. ELSENER, C. SCHWEIZER and M. MERDZAN

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

A. CHISHOLM

(University of Auckland, Auckland, New Zealand)

The tensor polarization t_{20} of π^+-d elastic scattering has been measured at 117 and 134 MeV as a function of scattering angle. While at the higher energy a strong oscillatory behaviour prevails over the whole measured angular range, a strong flattening is observed at the lower energy. This energy dependence and other observations are believed to be evidence for the presence of non-conventional dynamics in this energy region.

Investigation of parity violation in ^{19}F

K. ELSENER, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, C. SCHWEIZER, P. A. SCHMELZBACH, J. ULBRICHT, F. SPERISEN
and M. MERDZAN

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

The parity violating asymmetry A_γ of the γ -radiation from the first excited state of polarized $^{19}\text{F}^*$ (110 keV) has been measured. The intense proton beam from the polarized ion source at the EN tandem accelerator of the ETHZ was used to produce polarized $^{19}\text{F}^*$ nuclei by the $^{22}\text{Ne}(\vec{p}, \alpha)^{19}\text{F}^*$ reaction. False asymmetries were greatly reduced by switching the sign of the proton beam polarization and by using two symmetrically positioned intrinsic Ge detectors. The resulting parity violating asymmetry is $A_\gamma = -(4.5 \pm 3.6) \times 10^{-5}$. The contributions of possible fake effects are investigated and found to be considerably smaller than the parity violating asymmetry. The experimental value A_γ is several times smaller than theoretical predictions based on the Weinberg-Salam theory. Possible reasons for this discrepancy are discussed.

Etude de la réaction $^{176}\text{Yb}(p, 3n)^{174}\text{Lu}$ par diverses méthodes

A. BRUDER, J.-CL. DOUSSE, M. GASSER, V. IONESCU, J. KERN, R. LANNERS, M. RAST, CH. RHÊME et
D. SCHENKER

(Institut de Physique, Université, CH-1700 Fribourg)

Nous étudions le noyau fortement déformé et doublement impair ^{174}Lu par réaction $^{176}\text{Yb}(p, 3n)$ dans le but de déterminer sa structure jusqu'à des niveaux de spin élevé. Notre intérêt va aussi aux propriétés magnétiques. Nous avons réalisé des expériences avec des détecteurs semiconducteurs (fonction d'excitation, coïncidences, distribution angulaire) et avec un spectromètre à cristal incurvé. Des résultats préliminaires seront présentés.

Physique théorique

Electromagnetic scattering by rough surfaces

A. M. J. HUISER, H. P. BALTES and A. QUATTROPANI

(Institut de Physique Théorique, EPFL, PHB, CH-1015 Lausanne; Zentrale Forschung und Entwicklung, Landis & Gyr Zug AG, CH-6300 Zug)

We consider the problem of calculating the correlations in the far-field between the scattered waves emerging from an ensemble of perfectly conducting rough surfaces illuminated by a plane electromagnetic wave in the resonant region. This calculation requires the inversion of a Fredholm integral equation. We show that, for a corrugated plane mirror, an explicit solution can be obtained in the form of a series expansion with the corrugation height h as expansion parameter. For sufficiently small h , this series can be shown to converge. Fourth order calculations for surfaces with Gaussian statistics are presented.

On the charged particles energy losses in the dense plasmas

YU. S. SAYASOV

(Institut of Physics, University of Fribourg, CH-1700 Fribourg, Switzerland¹)

Existing theories of the charged particles energy losses in the free-electron gas-plasmas are based on assumption of the plasma ideality. It means that in the general expression for the energy loss dW/dx of a non-relativistic projectile having a charge Ze and velocity v , on an interval dx of its straight path ([1], p. 233)

$$\frac{dW}{dx} = -\frac{Z^2 e^2}{2\pi^2 v} \int d\vec{\kappa} \frac{\omega \operatorname{Im} \varepsilon_l(\omega, \vec{\kappa})}{\kappa^2 |\varepsilon_l(\omega, \vec{\kappa})|^2}, \quad \omega = \vec{\kappa} \vec{v} \quad (1)$$

the longitudinal dielectric function $\varepsilon_l(\omega, \vec{\kappa})$ is assumed to be defined by the Vlasov equation valid in zero approximation, g^0 , relatively to the plasma parameter $g = 1/3 \pi r_d^3 n = 0.82 \times 10^{-9} n^{1/2} T^{-3/2}$. Here $r_d = (T/8\pi n e^2)^{1/2}$ is the Debye-length, n (in cm^{-3}) is the electron density, T (in eV) is the temperature. The plasma will be assumed to be fully ionized, consisting of singly charged ions and electrons, and classical, what implies $T > E_f$, E_f is the Fermi energy.

In a number of problems involving very dense plasmas the plasma parameter g is not small. As an example the inertial confinement fusion plasmas arising in result of solid pellet irradiation by the intensive ion beams may serve. Calculation of the energy deposition by the charged particles in such plasmas in the framework of conventional theories valid only in g^0 approximation may lead, as it will be shown below, to serious errors.

To account for the influence of the plasma non-ideality on the energy losses in the first approximation with respect to the parameter g , one can use for calculation of the dielectric function ε_l the Boltzmann equation in which both binary collisions and polarisation effects are incorporated [2]. Both these effects are of the order of g^1 and must be accounted for simultaneously.

Restricting ourselves with the case of high projectile velocity v exceeding the plasma electron thermal velocity $(2T/m_e)^{1/2}$, one can use the following formula for the plasma conductivity σ , in which both polarisation effects and binary collisions of the plasma particles, characterised by the collision frequency ν , are accounted for ([2], p. 189)

$$\sigma = \frac{e^2 n (1 - \delta)}{m_e (\nu - i\omega)} = \frac{\omega_p^2 (1 - \delta)}{4\pi (\nu - i\omega)}, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi n e^2}{m_e} \quad (2)$$

Here $\delta(\omega, g)$ is a coefficient relating an effective field $\vec{E}_{\text{eff}}$ entering into the Boltzmann equation and the external field $\vec{E}$: $\vec{E}_{\text{eff}} = (1 - \delta)\vec{E}$. Inserting corresponding dielectric function

$$\varepsilon_l = 1 + \frac{4\pi i \sigma}{\omega} = 1 - \frac{\omega_{\text{eff}}^2}{\omega(\omega + i\nu)},$$

¹) Present address: Institut für Kernphysik II, Kernforschungszentrum Karlsruhe, D-7500 Karlsruhe, Postfach 3640, Federal Republic of Germany.

$\omega_{\text{eff}}^2 = \omega_p^2(1 - \delta)$, into (1) and performing integrations we get

$$\frac{dW}{dx} = -\frac{4\pi Z^2 e^4 n(1 - \delta(\omega_p, g))}{m_e v^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{\hbar \omega_{\text{eff}}} \right) - \frac{\pi}{4} \frac{v}{\omega_{\text{eff}}} \right]. \quad (3)$$

Putting in (3) $\delta = \nu = 0$ we recover the formula ([1], p. 236) corresponding to g^0 -approximation. (The formula (3) is valid if $\nu/\omega_{\text{eff}} < 1$).

In the framework of the g^1 -approximation the coefficient δ is given for $\omega \rightarrow 0$ by $\delta = \frac{1}{6}(e^2/Tr_d)$ ([2], p. 188). However, for not too small plasma parameters $g \geq 1$ this approximation will be, obviously, not accurate. It appears to be possible, however, to infer the values of $\delta(\omega_p, g)$ entering into (3) directly from the experiments on the statical conductivity of the non-ideal plasmas [3]. According to calculations of the coefficient δ performed in g^1 -approximation in [4] this coefficient remains almost constant in the interval $0 \leq \omega \leq \omega_p$. We can therefore use the relation $1 - \delta(\omega_p, g) \approx 1 - \delta(0, g) = \sigma/\sigma_0$, where σ is the statical conductivity of the non-ideal plasma and σ_0 is the Spitzer conductivity. The coefficient δ can be also calculated for $\omega = 0$ with a model-type theory based on the introduction of a pseudopotential describing interaction between electrons and ions [3], which agrees well with the experiment.

The classical plasmas with high values of the parameter g may arise, according to calculations described in [5], in the central zone of the DT-pellet irradiated by the heavy-ion beams. One can infer from [5] the following plasma states corresponding to the different stages of the implosion process: $n = 3.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $T = 4.5 \text{ eV}$ ($g = 4.5$); $n = 6.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $T = 12.8 \text{ eV}$ ($g = 1.5$); $n = 2.9 \times 10^{22}$, $T = 46.3 \text{ eV}$ ($g = 0.5$).

Using the curve 4 of the Fig. 1 in [3] and the formula (20) in [3] one can find the following values of the coefficient $1 - \delta$ corresponding to these plasma states: $1 - \delta = 0.05$; 0.3 ; 0.7 .

Inserting these values of the coefficient $1 - \delta$ into (3) we arrive at conclusion that the reduction of energy loss dW/dx in this cases, as compared with the approximation of the ideal plasma, will be basically given resp. by the factors $1 - \delta = 0.05$; 0.3 ; 0.7 .

Footnote. We must stress, however, that these estimates based on the use of the experimental dates on the statical conductivity in [3] are of preliminary character.

REFERENCES

- [1] A. I. AKHIESER et al., *Plasma Electrodynamics*, v. 2, Pergamon, 1975.
- [2] YU. L. KLIMONTOVICH, *Kinetic Theory of Nonideal Gases and Nonideal Plasmas*, Pergamon, 1982.
- [3] A. D. KAKLYUGIN and G. E. NORMAN, *Teplofiz. Vys. Temp.* 11, 238 (1973).
- [4] J. DAWSON and C. OBERMAN, *Phys. Fluids*, 12, 517, 1962;
- [5] N. A. TAHIR and K. A. LONG, *Atomkernenergie. Kerntechnik* Bd. 40, 157, 1982.

Inequality equations for normed selfadjoint operators

N. SZABÓ

(Rue des Alpes 6, CH-1196 Gland)

For a class of normed selfadjoint operators inequality equations are presented and that with the assumption the unnormed selfadjoint operators fulfil the same inequality equations. The normalizations can be made with respect to other (normed) selfadjoint operators. In this context the applications to statistical mechanics are given by inequality equations of density operators. The advantages of these normed operator inequality equations are that correlation function inequality equations of probabilistic theories can be studied immediately by knowing the spectrums of the involved selfadjoint operators.

AG, SD and SN theorems and statistical mechanics

N. SZABÓ

(Rue des Alpes 6, CH-1196 Gland)

Proving the inequality equation $N_p(f) \leq N_1(f)$ of $L^p(E, d\mu)$ -norms $N_p(f) = \int_E f^p d\mu$ over positive measure spaces (X, B, μ) for bounded non-negative functions $f(x)$, we prove the arithmetic-geometric mean theorem (AG), the spectral disc and spectral norm theorems (SD and SN). $N_p(f) \leq N_1(f)$ selects the integrable positive functions with respect to a positive measure space (X, B, μ) into three classes, for these three classes we show that $\lim_{p \rightarrow \infty} N_p(f) = N_1(f)$ always holds: this means by Riesz's theorem that the Hamiltonian H_n can be replaced by $H = \lim (n^{-1} H_n)$ in the statistical ensembles. The application to Quantum mechanics is apparent by the liberty of choice of (X, B, μ) : measurements theory.

Relaxation oscillations of the Josephson equation

W. A. SCHLUP

(IBM Zürich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon)

The solution can also be derived using the theory of singular perturbations [3]. arbitrary prefactor is investigated in the limit of vanishing capacitance. The Pedersen-Saermark model [1] is used as an example for a detailed study of the limit.

The classical Josephson equation (with linear characteristic) is solved analogously. The bifurcation current and the average voltage current characteristic is determined and compared to the case of finite capacitance [2].

The solution can also be derived using the theory of singular perturbations [3].

REFERENCES

- [1] J. F. PEDERSEN and K. SAERMARK, *Physica* 69, 572 (1973).
 [2] W. A. SCHLUP, *J. Phys. C* 7 736 (1974).
 [3] J. A. SANDERS, private communication.

Lineare Antworttheorie von diskreten, dynamischen Systemen

J. HELDSTAB und H. THOMAS

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

T. GEISEL und G. RADONS

(Institut für Theoretische Physik, Universitätsstr. 31, D-8400 Regensburg)

Wir untersuchen die lineare Antwort von dynamischen Systemen, welche durch eine eindimensionale, einparametrische Abbildung beschrieben werden. Dabei betrachten wir periodische Attraktoren des Systems und deren Stabilität. Wir leiten die verallgemeinerte Suszeptibilität her und studieren ihre analytischen Eigenschaften im Zeit- und im Frequenzbereich [1]. Ausserdem diskutieren wir das Konzept der linearen Antwort im chaotischen Bereich des Systems.

LITERATUR

- [1] Ähnliche Überlegungen wurden auch von H. Horner angestellt (private Mitteilung).

Anholonomie du potentiel et du copotentiel dans le cas non-linéaire

D. BOVET

(ISRF, Ecole Polytechnique Fédérale, CH-1015 Lausanne)

Lorsqu'un champ physique est la partie centrale du diagramme

$$\begin{array}{ccccc}
 \{\phi\} & \xrightarrow{d'} & \{\Phi\} & \xrightarrow{d''} & \{P\} \\
 & & \updownarrow C^{-1} & & \\
 \{Q\} & \xleftarrow{b'} & \{\Psi\} & \xleftarrow{b''} & \{\psi\},
 \end{array}$$

si la relation C qui lie l'induction Ψ au champ Φ n'est pas linéaire, il faut substituer aux grandeurs finies des variations infinitésimales $\delta\Phi$, $\delta\Psi$, δQ , δP . On voit alors, sur des exemples très simples, que le potentiel ϕ et le copotentiel ψ sont des formes différentielles en général non intégrables sur la variété des états réalisables.

Räumlich chaotische Zustände einer linearen Kette

P. REICHERT, R. SCHILLING und H. THOMAS

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

Wir untersuchen stationäre, räumlich chaotische Zustände einer linearen Kette von wechselwirkenden Teilchen. Bei einer Reichweite der Kräfte bis zum n -ten Nachbarn lässt sich die Stationaritätsbedingung als nichtlineare $2n$ -dimensionale Abbildung schreiben, wobei einem stationären Zustand der Kette eine Folge von Iterationspunkten der Abbildung entspricht. Durch Berücksichtigung der Translationsinvarianz und der Spannungsfreiheit lässt sich die Dimension der Abbildung auf $2n-2$ reduzieren. Wir interessieren uns zunächst für ein einfaches Beispiel mit $n=2$. Die dynamische Stabilität stationärer Zustände wird diskutiert. Es wird die Frage untersucht, unter welchen Bedingungen chaotische Zustände amorphe Strukturen beschreiben könnten.

Asymmetric random diffusion on a one-dimensional lattice

J. BERNASCONI and W. R. SCHNEIDER

(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden)

Diffusion on a one-dimensional lattice is described by a continuous-time random walk with only nearest-neighbor transition rates, $W(n, n+1)$, which may be asymmetric. The pairs $\{W(n, n+1), W(n+1, n)\}$ are assumed to be mutually independent random variables, and we investigate in detail a specific model system in which 'diodes' $\{u, 0\}$ and 'two-way bonds' $\{\lambda v, v\}$ occur with probabilities p and $1-p$, respectively. The long time asymptotic behavior of the mean displacement $\langle r \rangle$ is determined exactly, and we find some interesting and surprising results. For $\lambda > 1-p$, $\langle r \rangle$ increases linearly in time, $\langle r \rangle \sim vt$. The velocity v , however, vanishes if $\lambda < 1-p$, and $\langle r \rangle$ asymptotically behaves as $\langle r \rangle \sim t^\nu F(\beta^{-1} \ln t)$, where $\beta = \ln \lambda^{-1}$, $\nu = \ln(1-p)/\ln \lambda$, and where F is a periodic function with period 1. In addition to its average t^ν -increase, $\langle r \rangle$ thus exhibits persistent (non-decaying) oscillations, the period and amplitude of which strongly increase with decreasing λ .

Energetic and dynamic stability of kinks in planar ferromagnets

E. MAGYARI and H. THOMAS

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

The static 360° -kink in a planar ferromagnet with symmetry breaking in-plane field becomes energetically unstable when the strength of the applied field exceeds a critical value which is $\frac{1}{3}$ of the anisotropy field [1]. The search for a soft dynamic eigenmode of the kink yields however a negative result. Only when a damping term is included in the equations of motion, a soft relaxation mode is

found. For the moving kink a similar situation occurs, but in this case the introduction of a damping would make the kink nonstationary and it is not immediately obvious how the dynamic stability of a moving kink can be defined.

REFERENCE

- [1] E. MAGYARI and H. THOMAS, *Phys. Rev. B* **25**, 531 (1982).

Renormierte Diffusion in Systemen mit räumlicher Periodizität

D. RYTER

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

Bekanntlich ist bei der Brown'schen Bewegung im periodischen Potential der renormierte Diffusionskoeffizient gleich dem Integral der Geschwindigkeitskorrelation. Diese Beziehung wird erweitert auf allgemeine Systeme mit Fokker-Planck Gleichungen, deren Koeffizienten zeitunabhängig, in mindestens einer Variablen periodisch und so beschaffen sind, dass die mittlere Bewegung verschwindet. Bei Vorhandensein einer 'nackten' Diffusion treten dabei Integrale von Auto- und Kreuzkorrelationen der konservativen und dissipativen Drift auf. Die numerische Berechnung wird dadurch nicht wesentlich erschwert. Der renormierte Diffusionskoeffizient wird mit der Hüpftrate verglichen, woraus ein Mass für die Korrelation der Uebergänge resultiert. Schliesslich wird eine nichttriviale Anwendung gezeigt.

Influence of electronic relaxation on core and valence excitations of atoms

S. BARONI and A. QUATTROPANI

(Institut de Physique Théorique, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, PHB, Ecublens, CH-1015 Lausanne)

A. BALDERESCHI

(Institut de Physique Appliquée, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, PHB, Ecublens, CH-1015 Lausanne)

The dependence on the hole quantum numbers of single-particle excited states of rare-gas atoms and alkaline-earths atoms is studied within the Hartree-Fock frozen-core method. For a given orbital state of the outer electron, we find that the term values of all core excitations are nearly the same, but they differ from those of the valence excitation. This difference is large for alkaline earths, and almost vanishes for rare gases. The first term of the Rydberg series is anomalous when the excited electron penetrates appreciably into the atomic volume. All these findings are compatible with available experimental data and are explained in terms of the electron-density relaxation. The stability of the $4s^2$ valence configuration of Ca in presence of a core hole is also discussed.

Bound exciton and hole: an exactly soluble three-body model in any dimension

R. SCHILLING and D. C. MATTIS

(Department of Physics, University of Utah, Salt Lake City, Utah 84112/USA)

A three-body problem, concerning two holes in a nondegenerate valence band and a single electron in a conduction band with short-range interactions is solved exactly in any dimension. The binding depends nontrivially on the ratio of the valence-to-conduction bandwidths (or of the effective masses) and always vanishes when this ratio is ≥ 1 . The effective mass of the 'trion' bound state itself also depends sensitively on this ratio and on dimensionality.

Quantum Brownian motion

PETER TALKNER

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

H. GRABERT

(Institut für Theoretische Physik, Universität Stuttgart)

We propose a new master equation describing the irreversible process of a quantum mechanical Brownian particle. The master equation is shown to obey the symmetry of detailed balance leading to a quantum analogue of the reciprocity relations, and the fluctuation-dissipation theorem is obtained. The method is applied to the damped harmonic oscillator. The relation to previous approaches is discussed.

Moment cinétique fractionnaire et diffusion quantique

F. GUILLOD et P. HUGUENIN

(Institut de Physique, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel)

Récemment, Narnhofer et Thirring [1] ont considéré la diffusion classique comme une transformation canonique qui relie les asymptotes entrante et sortante de la trajectoire. La fonction génératrice de cette transformation est une fonction dérivable du moment cinétique et de l'énergie ayant les propriétés du déphasage quantique. Dans le cas de la diffusion dans le plan, nous sommes parvenus à quantifier le résultat classique au prix de l'introduction d'un espace de phase feuilleté. L'angle de diffusion est alors illimité et le moment cinétique arbitraire. En sommant l'amplitude de probabilité sur tous les angles de diffusion qui diffèrent d'un nombre entier de tours, on projette sur les valeurs entières du moment cinétique et on retrouve les formules quantiques traditionnelles, [2].

REFERENCES

- [1] H. NARNHOFER and W. THIRRING, Phys. Rev. A23, 1688 (1981).
- [2] F. GUILLOD and P. HUGUENIN, J. Phys. A15, 3705 (1982).