

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 56 (1983)  
**Heft:** 4

**Vereinsnachrichten:** Rapport de la réunion de printemps 1983 de la Société Suisse de Physique à Fribourg les 24 et 25 mars  
**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:** 28.01.2026

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

## Rapport de la réunion de printemps 1983 de la Société Suisse de Physique à Fribourg les 24 et 25 mars

*Comité à partir du 1er mai 1983:*

|                |                           |
|----------------|---------------------------|
| Président      | Prof. J. Kern, Fribourg   |
| Vice-président | Prof. P. Minkowski, Berne |
| Secrétaire     | Dr B. Vaucher, Fribourg   |

*Membres du Comité:*

depuis

|                                                                      |      |
|----------------------------------------------------------------------|------|
| Dr K. Appert, EPF Lausanne, Physique appliquée                       | 1981 |
| Prof. R. Dändliker, Université de Neuchâtel, Politique scientifique  | 1983 |
| Dr J. P. Egger, Université de Neuchâtel, Physique nucléaire et corp. | 1981 |
| Prof. P. Martinoli, Université de Neuchâtel, Matière condensée       | 1982 |
| Dr R. Viollier, Université de Bâle, Physique théorique               | 1983 |
| Prof. H. J. Gerber, SIN, Villigen, Helvetica Physica Acta            | 1983 |
| Prof. M. Peter, Université de Genève, U.I.P.P.A.                     | 1979 |

*Vérificateurs des comptes:*

Prof. W. Czaja, EPF Lausanne  
Prof. L. Schellenberg, Université de Fribourg

*Nouveaux membres* (depuis le 13 août 1982 jusqu' au 3 février 1983): Baumberger Marcel (Rüschlikon), Bichsel René (Lausanne). Binder Beat (Männedorf), Brechbuehl Harald (Urdorf), Bruder Andreas (Fribourg), Drissi Slah Eddine (Fribourg), Elsener Konrad (Zürich), Gubler Urs Michael (Basel), Haegi Marcel (Frascati/I), Heusi Peter (Villigen), Huber Hans (Zürich), Jarlborg Thomas (Genève), Kitano Yasuyuki (Zürich), Monot René (Lausanne), Piller Georges (Fribourg), Reichert Peter (Basel), Riesterer Thomas (Zürich), Sourlier David M. (Zürich), Schaefer Klaus (Zürich), Schreyer Dominique (Lausanne), Staehli Markus (Bern), Stoeckli Armin (Würenlingen), Tiefenthaler Kurt (Zürich), Triscone Jean-Marc Serge (Genève), Ulbricht Jürgen (Zürich), Vaterlaus Hans-Peter (Lausanne), Wuilloud Eric (Neuchâtel), Wuelser Jean-Pierre (Berne).

*Procès-verbal de l'Assemblée générale du 24 mars 1983*

Présents: 45 personnes

17h30-18h40

*Ouverture:* Le président remercie les organisateurs de la bonne préparation de l'assemblée et de l'accueil sympathique à Fribourg.



### 1. Procès-verbal de l'Assemblée générale du 8 octobre 1982

Le procès-verbal est adopté.

### 2. Communications du Bureau et rapport sur la séance du Comité du 23 mars 1983

#### – Prochaines assemblées de la SSP

##### – Réunion d'automne 1983 (dans le cadre de la SHSN)

Les 13, 14 et 15 octobre 1983 à Delémont et à Porrentruy (la société de physique siégera à Delémont). Les conférences d'intérêt général auront pour thème "Atomes et molécules: de l'individuel au collectif".

##### – Réunion de printemps 1984

Les 5 et 6 avril 1984, à Berne (réunion de la section de physique nucléaire et corpusculaire en commun avec l'ÖPG et la DPG du 26 au 30 mars 1984 à Innsbruck).

##### – Réunion d'automne 1984 (dans le cadre de la SHSN)

Les 4, 5 et 6 octobre 1984 à Zurich.

– La "Troisième Conférence sur la Physique de l'infrarouge" aura lieu du 23 au 27 juillet 1984, à Zurich. Elle sera organisée par le Prof. F. Kneubühl, ETH Zurich, sous les auspices de la SSP.

#### – Subsidés et patronnages

Les subventions versées par la SHSN à ses sections paraissent arbitraires au Comité. Une intervention est envisagée pour en obtenir un réexamen.

Le Comité a discuté les critères régissant l'acceptation d'un patronnage et/ou de subsides pour des manifestations scientifiques.

#### – Financement de la recherche

Il est difficile de se prononcer sur le résultat de notre lettre adressée aux commissions de la science et de la recherche du Parlement, et qui avait été signée par tous les directeurs des instituts de physique des Universités et Ecoles Polytechniques. Il semble pourtant qu'un certain "good-will" pour la recherche se fasse sentir auprès des instances officielles.

#### – Accélération de la parution des comptes rendus des réunions de la SSP dans les HPA

Il sera dorénavant exigé que les compléments aux communications soient remis au secrétariat lors de la réunion même; le délai accordé jusqu'ici sera donc supprimé.

### 3. Comptes 1982 et rapport des vérificateurs

M. Schellenberg confirme le contrôle des comptes par les vérificateurs et remercie le trésorier et la comptable de leur travail. De son côté, le président remercie les vérificateurs non seulement de leur peine mais surtout de l'intérêt manifesté pour les tâches et problèmes du secrétariat et de l'administration.

Les comptes sont approuvés et décharge est donnée au trésorier.

### 4. Communications des présidents des sections

#### – Physique nucléaire et corpusculaire

La réunion en commun avec l'ÖPG et la DPG aura lieu à Innsbruck du 26 au 30 mars 1984.

## 5. Communications des présidents des commissions

### – H.P.A.

M. Martin renseigne sur la situation des publications actuelles. Elle se présente ainsi:

Le volume 1982 accuse une augmentation de 80 pages et comprend dès lors 750 pages, avec 64 articles d'auteurs (15 auteurs de l'étranger). L'application de la nouvelle conception se poursuit.

Il y aura 3 fascicules sur la 3e Conférence de l'EPS concernant la matière condensée.

La qualité du journal est le reflet de la valeur de la recherche effectuée en Suisse.

### – U.I.P.P.A.

En l'absence de M. Martin Peter, le président résume son rapport:

La séance du comité national suisse de physique de l'U.I.P.P.A. de cette année a été dominée par le problème des cotisations.

Le comité va procéder à une analyse des frais par rapport à l'utilité de notre appartenance à l'U.I.P.P.A. (Kosten-Nutzen Analyse), afin de mieux connaître les prestations de cet organisme, et dans l'espoir de trouver des arguments nouveaux pour convaincre la SHSN de se montrer plus généreuse à cet égard.

Parmi les autres activités du comité, il convient de mentionner le problème de son renouvellement, devenu plus urgent du fait que les statuts récemment adoptés par la SHSN limitent désormais le mandat à six ans.

## 6. Elections (selon art. 8 des statuts)

6.1. La nouvelle présidence de la SSP est approuvée à l'unanimité. Le nouveau bureau se présente donc comme suit:

|                           |                |
|---------------------------|----------------|
| Prof. J. Kern, Fribourg   | président      |
| Prof. P. Minkowski, Berne | vice-président |
| Dr B. Vaucher, Fribourg   | secrétaire     |

6.2. Les *membres du comité* suivants sont arrivés au terme de leur mandat:

|                                                     |
|-----------------------------------------------------|
| Prof. H. P. Baltes, Zug (Politique scientifique)    |
| Prof. Ch. Gruber, EPF Lausanne (Physique théorique) |
| Dr G. R. Plattner, Université de Bâle (H.P.A.)      |

Sont élus par acclamation pour 2 ans:

|                                                                      |
|----------------------------------------------------------------------|
| Prof. R. Dändliker, Université de Neuchâtel (Politique scientifique) |
| Dr R. Viollier, Université de Bâle (Physique théorique)              |
| Prof. H. J. Gerber, SIN, Villigen (H.P.A.)                           |

Selon l'art. 15 des statuts de la SSP, les *membres de la Commission H.P.A.* doivent être élus par l'Assemblée générale.

Le nouveau comité de rédaction se présente ainsi:

|                                                    |         |
|----------------------------------------------------|---------|
| Rédacteur: Prof. Ph. Martin, EPF Lausanne          | ancien  |
| Président: Prof. H. J. Gerber, SIN, Villigen       | nouveau |
| Membres: Prof. J. P. Eckmann, Université de Genève | ancien  |
| Prof. P. Extermann, Université de Genève           | ancien  |
| Dr M. Brüllmann, Meteor AG, Rüschlikon             | nouveau |
| Prof. H. Rudin, Université de Bâle                 | nouveau |
| Dr Th. Schucan, EIR, Würenlingen                   | nouveau |

Les membres sortant sont MM. G. R. Plattner (président), D. Brinkmann et A. Menth.

Le nouveau président de la SSP adresse ses remerciements aux présidents sortants et à leurs collaborateurs pour leur travail de plusieurs années. Au nom du nouveau comité il exprime le vœu de pouvoir bien servir la communauté des physiciens suisses.

### 6.3. Election du délégué à l'EPS

Le président sortant arrive obligatoirement au terme de son mandat en tant que délégué à l'EPS. Le nouveau président est désigné à l'unanimité pour lui succéder.

Le Prof. Dinichert souligne une fois encore qu'il a éprouvé de grandes satisfactions en exerçant son mandat de président de la SSP et remercie à son tour tous ses collaborateurs pour leur aide précieuse.

## 7. Divers

### – Histoire de la physique du solide (Rapport du Prof. G. Busch)

La dernière assemblée générale de la SSP avait décidé qu'il fallait que les physiciens suisses tentent de s'insérer encore, bien que tardivement, dans la rédaction de l'"Histoire de la Physique du solide". Le Prof. G. Busch avait été désigné comme animateur d'un groupe de travail à constituer à cet effet.

De concert avec le président et le secrétaire de la SSP, il a entrepris depuis lors des démarches, puis établi des contacts avec les initiateurs de l'oeuvre. La proposition suisse de collaboration a été favorablement accueillie, en particulier en ce qui concerne la ferroélectricité, pour laquelle des rédacteurs appropriés manquaient encore. M. Busch a pu s'assurer le concours notamment des Prof. W. Känzig et H. Gränicher de l'EPFZ ainsi que du Prof. Blinc, de Ljubljana. La préparation de ce chapitre entraînera un travail important de rédaction, de recherche de documents originaux et d'interviews en Europe et aux Etats-Unis.

L'assemblée approuve qu'une demande de subside soit faite à cet effet auprès du Fonds national de la recherche scientifique. (Une requête provisoire en ce sens a été introduite immédiatement après l'Assemblée).

Sur la base de projets de chapitre d'ores et déjà disponibles, M. Busch a pu se convaincre de la compétence des rédacteurs étrangers et de la qualité de l'ouvrage en voie d'élaboration.

### – Service de placement

Malgré un net recul des offres d'emploi pour physiciens, l'assemblée estime qu'aujourd'hui plus que jamais le service de placement doit être maintenu.

Des remerciements sont adressées au Prof. F. Kneubühl pour son dévouement.

Neuchâtel, le 12 avril 1983

P. Dinichert  
H. Beck

## **Physique de la matière condensée**

### ***Lasers et leurs applications***

#### **Lichtverstärkung an der Oberfläche von Wellenleitern**

B. VALK, W. HODEL, H. P. WEBER und P. ANLIKER, Institut für angewandte Physik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Durch die Realisierung dämpfungsarmer Wellenleiter und ihrer Eigenschaft, intensives Licht über lange Strecken zu transportieren, wurde es interessant, sie als Bauteil für optische Verstärker zu benutzen. Ueblicherweise wird das Verstärkungsmedium selbst als optisch aktiver Wellenleiter gefertigt. Oft ist es aber vorteilhaft mit passiven Wellenleitern zu arbeiten, bei denen die Wechselwirkung mit dem angrenzenden Verstärkungsmedium durch das evaneszente Feld verläuft. Wir berichten über Verstärkungsexperimente, die mit passiven Single-mode-Fibern und aktivem Cladding aus Rhodamin-B Lösung durchgeführt wurden.

#### **Stabiler Nd:Glaslaser-Oszillator mit aktiver Modenkopplung und Q-Switch**

E. ROSCHGER, P. SCHWARZENBACH und J. BALMER, Institut für angewandte Physik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Nd:Glaslaser sind die gegenwärtig bestentwickelten Hochleistungslaser im Pulsbetrieb. Voraussetzung für ihre Anwendung in Gebieten wie Plasmaphysik oder Spektroskopie ist eine gute Reproduzierbarkeit bezüglich Pulsenergie. Energieschwankungen von weniger als 10% konnten mit einem Nd:YAG-Oszillator realisiert werden [1]. Wir berichten über einen entsprechenden Aufbau unter Verwendung einer athermischen Glassorte (KIGRE, Q-98) als aktives Medium. Nachteile wie schlechtere Wärmeleitfähigkeit und kleinerer Verstärkungskoeffizient werden zugunsten der für die nachfolgende Verstärkung günstigeren Wellenlänge ( $1.054\ \mu\text{m}$ ) in Kauf genommen.

#### **REFERENZEN**

[1] *Laser Focus*, Dec. 1980, p. 42

### **Laserwechselwirkung mit Targetplasmen**

J. BALMER, Institut für angewandte Physik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Detaillierte Untersuchungen der Wechselwirkungsmechanismen von hochintensivem Laserlicht mit Target-Plasmen sind die unerlässliche Voraussetzung für die Realisierung der laserinduzierten Kernfusion. Von entscheidender Bedeutung ist dabei eine genaue Kenntnis der meist nicht-linearen Prozesse im Bereiche der kritischen Plasmadichte (wo Laserfrequenz = Plasmafrequenz). Anhand von eigenen Experimenten werden die diagnostischen Möglichkeiten solcher Effekte erläutert.

### **Temperaturbestimmung in lasererzeugten Plasmen**

W. LAMPART und J. BALMER, Institut für angewandte Physik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Lasererzeugte Plasmen stellen äusserst intensive Strahlungsquellen im weichen Röntgenbereich (10–100 Å) dar. Aus der spektralen Charakteristik dieser Emission lässt sich unter Annahme eines Bremsstrahlungsmodells die Elektronentemperatur des Plasmas ermitteln. Zu diesem Zwecke wurde ein 6-Kanal-Röntgenspektrometer aufgebaut, welches zudem Aussagen über die räumliche Isotropie der Emission gestattet. Erste Messungen zeigen eine starke Abhängigkeit der Emissions-Charakteristik von der Planität der Emissionszone, welche sowohl von der Planität der ursprünglichen Targetoberfläche als auch von der Qualität des Strahlprofils des Lasers herrühren kann.

### ***Semiconductors – propriétés optiques et électroniques***

#### **Gasadsorption an halbleitenden Metalloxiden**

A. REIS, Cerberus AG, CH-8708 Männedorf

Zahlreiche Metalloxide zeigen im Bereich höherer Temperaturen eine reversible Abhängigkeit ihres Leitwerts von der umgebenden Gasatmosphäre. Am Beispiel der Wechselwirkung von Wasserstoff, Kohlenmonoxid und Kohlenwasserstoffen haben wir das Auftreten der Reaktionsprodukte  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  gemessen, welche auf ein dynamisches Oberflächengleichgewicht zwischen dem Oberflächensauerstoff und der oxidierbaren Gaskomponente hindeuten. Im Bereich tiefer Temperaturen, in welchem noch kein merkliches Auftreten von Reaktionsprodukten beobachtet wird, wird im Falle der Einwirkung von  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  oder Kohlenwasserstoffen keine Beeinflussung des Leitwerts gefunden. Dagegen bewirkt die gleichzeitige Adsorption von  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{CO}$  eine charakteristische Leitwertänderung des Oxids. Diese Erscheinung wird auf das Auftreten eines elektroaktiven Oberflächenkomplexes auf der Halbleiteroberfläche zurückgeführt.



## **On the modeling of semiconductor gas sensors**

S. STRÄSSLER, Cerberus AG, CH-8708 Männedorf

Semiconductor materials whose resistance  $R$  is influenced by the interaction with the surrounding atmosphere have been studied for over 20 years. At present not even the characteristic behavior  $R = R_0 p^\beta$  is well understood. Here  $p$  is the partial pressure of some active gas, in many cases  $\beta \sim \pm 0.5$ . We develop some concepts which give some deeper understanding of these gas sensors.

## **Non uniformities in the electric field of semiconductor junctions**

R. TENNE and G. HODES, Department of Plastics Research, Weizmann Institute of Science, Rehovot 76100, Israel

We have discovered quite recently [1] that selective electrochemical etching of various semiconductors (SC) leads to a considerable improvement in their photovoltaic characteristics. The improvements were attributed, in part, to smaller reflection losses but mainly to the preferential etching of defects. In addition this etching leads to a unique morphology of the SC surface with etch pit density of  $10^9$ – $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . We attribute [2] this pattern to a non-uniform flow of minority carriers within the junction which is induced by the local electric field induced by the dopants within the junction.

### **REFERENCES**

- [1] R. TENNE and G. HODES, Appl. Phys. Lett. 37, 428 (1980).
- [2] R. TENNE and G. HODES, submitted to Surf. Sci.

## **Electronic structure of the self-interstitial in Si**

P. BOGUSLAWSKI, G. PAPP and A. BALDERESCHI, Institut de Physique Appliquée, EPFL, CH-1015 Lausanne

Energy levels, electron charge distribution and density of states of Si in presence of a self-interstitial are studied with the large unit cell approach and the self-consistent pseudopotential method. The interstitial is placed at either the tetrahedral or the hexagonal sites. Our unit cells are fcc and contain 17 or 55 atoms. For the self-interstitial at the tetrahedral site we find that (i) a hyper-deep bound state appears below all valence bands, (ii) a localized resonance is present close to the top of the valence band, (iii) no deep impurity state appears in the energy gap, and (iv) the stable charge state of the self-interstitial is  $\text{Si}^{2+}$ . Results for the self-interstitial at the hexagonal site are also given.

## Höchstaufgelöste Phosphoreszenzspektren von Coronen in einem organischen Glas

J. FÜNFSCILLING, Institut für Physik, Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

Wir haben einen Optischen Multichannel Analyzer umgebaut, um sehr schwache Phosphoreszenzspektren mit einem Fabry-Perot Interferometer analysieren zu können. Der untersuchte organische Farbstoff Coronen zeigt in Brombutan bei Anregung mit einem single-mode Ionenlaser extrem scharfe Phosphoreszenzlinien. Bei 2.2 K ist die beobachtete Linienbreite von  $0.0025 \text{ cm}^{-1}$  nur noch gegeben durch die Auflösung unserer Apparatur. Die Phosphoreszenzlinienbreite ist deshalb kleiner als  $0.001 \text{ cm}^{-1}$ ! (zum Vergleich: die inhomogene Linienbreite, die man bei weisser Anregung beobachtet ist etwa  $120 \text{ cm}^{-1}$ ). Aus der Analyse der Temperaturabhängigkeit dieser Linienbreite erhoffen wir uns neue Informationen über Gitter-Relaxationen im Glas der Matrix, vor allem über die Eigenschaften der für Gläser charakteristischen 2-Niveaux-Systeme.

## Dispersive transport and photoluminescence decay in hydrogenated amorphous silicon

E. MERK, W. CZAJA and K. MASCHKE, Institut de Physique Appliquée, EPF, CH-1015 Lausanne

Time-resolved photoluminescence (TRPL) is one of the techniques which provide information about the kinetics of recombination processes between photo-excited carriers. We used TRPL to study the recombination in glow-discharge deposited a-Si:H films following a pulsed excitation. Experimental details and results have been reported elsewhere [1, 2]. Figure 1 presents a typical TRPL spectrum of the 1.4 eV emission band, taken at low temperature (77°K) and low excitation density. We observe a long and non-exponential decay which can be described by two different power laws  $I_{\text{PL}} \sim t^{-\alpha_1}$  for  $t < t_0$  and  $I_{\text{PL}} \sim t^{-\alpha_2}$  for  $t > t_0$ .

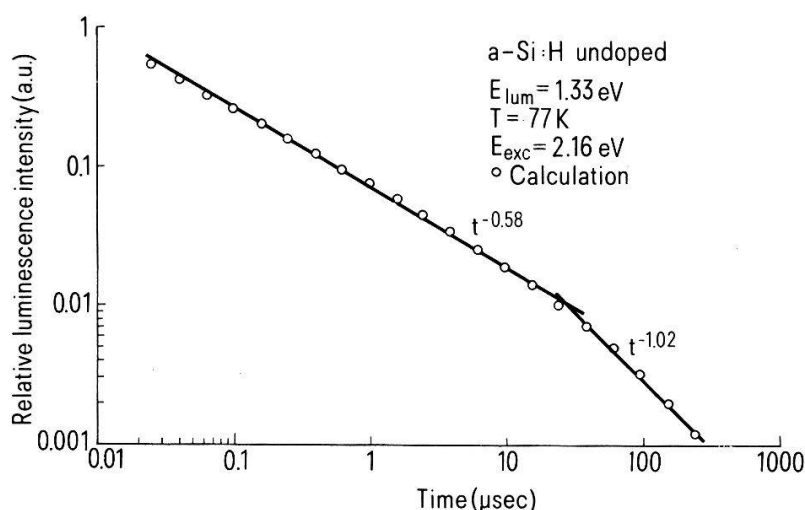


Figure 1

Photoluminescence intensity versus time. Open circles: model calculation; full line: experiment.

This behaviour is very similar to the one observed in time-resolved photo-transport experiments performed on disordered solids [3, 4]. These anomalous decays have been successfully interpreted by considering the dispersion of a propagating carrier packet. One possible origin of the dispersion has been proposed by Silver et al. [5], who assume that the carriers are moving in the extended states above the mobility edge and interact with localized states below the mobility edge (traps).

The key parameter in this multiple-trapping model (MTM) is the release time which depends exponentially on the energetic position of the traps. The similar time behaviour found in photoluminescence (PL) and photo transport experiments suggests a relation between the emission time in a radiative process and the release time characteristic of dispersive transport. Therefore, in order to discuss our TRPL spectra, we used MTM together with an exponential energetic distribution of disorder induced localized gap states.

In our model, we assume that carriers are first injected into extended states, and then will either be trapped in localized states  $i$  with a transition rate  $w_i$  from which they are released after a certain time (rate  $r_i$ ), or they directly recombine at a recombination center with a rate  $\tau^{-1}$ .

We solved numerically the following coupled rate equations:

$$\frac{dn}{dt} = \sum_i n_i r_i - n \sum_i w_i - \frac{n}{\tau}$$

$$\frac{dn_i}{dt} = n w_i - n_i r_i$$

with the initial condition  $n(t=0) = n_0$  where  $n(t)$  and  $n_i(t)$  describe the populations of the transport states and traps  $i$ , respectively, and  $n_0$  the photo-excited carrier concentration. Assuming that the 1.4 eV luminescence band originates from the radiative recombination of 'free' electrons with self-trapped holes in the valence band tail, the PL intensity  $I_{PL}(t)$  is given by  $I_{PL}(t) \propto n(t)$ .

As can be seen in Fig. 1, the calculated decay curve exhibits a two stage decay similar to the observed one. Thus our model explains the low temperature decay curve of the 1.4 eV PL band over five decades of time. In this model, the power law behaviour of the TRPL arises from the broad distribution of release times due to the distribution of trap energies. The time decay of the 1.4 eV PL band is also explained by two other models: the geminate pair recombination model of Street et al [6], and the distant pair recombination model of Dunstan [7]. We emphasize, however, that the here presented model has the advantage of explaining the similar time decay found in photo transport experiments on the same footing.

## REFERENCES

- [1] W. CZAJA and S. KURITA, *Helv. Phys. Acta* (1981).
- [2] S. KURITA, W. CZAJA and S. KINMOND, *Solid State Commun.* 32, 879 (1979).
- [3] J. M. HVAM and M. H. BRODSKY, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 46, no 5, 1981.
- [4] J. ORENSTEIN, M. A. KASTNER and V. VANINER, *Phil. Mag. B*, 1982, vol. 46, no. 1.
- [5] M. SILVER and L. H. COHEN, *Phys. Rev. B* 15, 3276 (1977).
- [6] R. A. STREET, *Advances in Physics*, 1981, vol. 30, no 5.
- [7] D. J. DUNSTAN, *Phil. Mag. B*, 1982, vol. 46, no 6.



### **Röntgen-Photoelektronen-Spektroskopie an $\text{Ti}_{1-x}\text{V}_x\text{S}_2$**

M. SCHÄRLI, J. BRUNNER und H. P. WALDVOGEL, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zurich, CH-8093 Zürich

Mit XPS wurden die 2p Photolinien von Einkristallen von  $\text{Ti}_{1-x}\text{V}_x\text{S}_2$  für  $0.05 \leq x \leq 0.50$  untersucht. Während die S 2p und Ti 2p Linien schmal sind, zeigt die V 2p Linie eine auffallend grössere Linienbreite sowie eine Schulter auf der Seite höherer Bindungsenergie. Dies deutet auf die Existenz von zwei nicht äquivalent gebundenen V-Ionen hin. Die V 2p<sub>3/2</sub> Linie lässt sich gut darstellen durch eine Superposition von zwei Komponenten, welche dieselbe Breite besitzen wie die Ti 2p<sub>3/2</sub> Linie und um 1.4 eV gegeneinander verschoben sind. Diese Chemische Verschiebung weist auf die Anwesenheit von V<sup>2+</sup> Ionen hin und bestätigt das aufgrund früherer Untersuchungen vermutete Akzeptorverhalten eines Teils der V-Ionen. Eine quantitative Analyse der XPS Spektren zeigt, dass ein beträchtlicher Teil der V-Atome auf nicht regulären Gitterplätzen eingebaut wird, im Gegensatz zu den Ti-Atomen, welche stets auf regulären Plätzen zu finden sind.

### **Haben die 3d Spektren von La und Ce einen atomaren Charakter?**

B. DELLEY und H. BECK, Institut de Physique, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel

Elektron Energie Verlust (EELS) 3d Spektren in La und Ce zeigen in beiden Spin-Bahn Komponenten ein charakteristisches doppeltes Maximum. Die Aufspaltung durch 3d<sup>-1</sup>4f<sup>n+1</sup> Multipllett- und Ligandfeld-Effekte wird mit numerischen Berechnungen diskutiert. Zusätzliche Linien im XPS 3d Spektrum werden als Übergänge zu einer abgeschirmten 3d<sup>-1</sup>4f<sup>n</sup> Konfiguration interpretiert.

### ***Transitions de phase, défauts, métallurgie, alliages***

#### **Strukturelle und magnetische Phasenübergänge in $\text{LaD}_x$ ( $2.41 < x < 3.0$ ) und $\text{CeD}_3$**

J. SCHEFER, P. FISCHER und W. HÄLG, Institut für Reaktortechnik ETH, CH-5303 Würenlingen,  
K. YVON und J. J. DIDISHEIM, Laboratoire de Cristallographie, Université, CH-1211 Genève 4  
J. OSTERWALDER und L. SCHLAPBACH, Laboratorium für Festkörperphysik ETH, CH-8093 Zürich

$\text{LaD}_x$ : Hochauflösende Neutronen-Flugzeitmessungen an  $\text{LaD}_x$  zeigen einen Ordnung-/Unordnungsübergang bei Raumtemperatur als Funktion der Deuterium-konzentration:  $\text{LaD}_{2.41}$  besitzt in Uebereinstimmung mit [1, 2] tetragonale Struktur I4<sub>1</sub> md. Für  $x = 2.60, 2.70$  und  $3.0$  konnten kubische Strukturen (Fm3m) beobachtet werden.

$\text{CeD}_x$ : Die Veränderung der Deuteriumkonzentration  $x$  bewirkt sowohl eine Aenderung der strukturellen wie auch der magnetischen Ordnung:  $\text{CeD}_{2.2}$  zeigt einen strukturellen Phasenübergang bei 290(3) K von kubisch ungeordneter

Struktur (Fm3m) zu tetragonal geordneter Struktur (I4). Für Temperaturen  $T > 1.3$  K wurde keine magnetische Ordnung beobachtet. Der Ordnungs-/Unordnungsübergang für CeD2.3 liegt bei 330(5) K. Unterhalb von  $T_C = 3.7(2)$  K existiert ferromagnetische Ordnung. Das geordnete magnetische Moment beträgt  $1.14(8)_\mu\text{B}$ . CeD3.0 zeigt im Temperaturbereich  $1.3 \text{ K} < T < 295 \text{ K}$  kubische nukleare Struktur. Unterhalb  $T_N = 4.2(2)$  K tritt antiferromagnetische Ordnung in  $\langle 111 \rangle$  Richtung (Ordnung 2. Art) mit einem magnetischen Moment von  $0.81(5)_\mu\text{B}$  auf.

#### REFERENZEN

- [1] C. G. TITCOMB et al., J. Phys. C 7, 2409 (1974).
- [2] J.-J. DIDISHEIM et al., Physics Letters 78A, 111 (1980).

### **Einfluss von Wärmebehandlungen auf die martensitische Phasenumwandlung in einer Ni-Ti-Legierung**

R. GOTTHARDT, M. DAGON und W. BENOTT, Institut de Génie Atomique, EPF-Lausanne, PHB-Ecublens, CH-1015 Lausanne

Durch Abschrecken einer NiTi (50 At.% Ni, 50 At.% Ti-Legierung) von hohen Temperaturen (900°C bis 1000°C) werden in der austenitischen Phase Leerstellen erzeugt. Messungen der inneren Reibung, des elektrischen Widerstandes, der Schwingungsfrequenz und der Formänderung zeigen, dass die martensitische Phasenumwandlungstemperatur ( $M_s \approx 320 \text{ K}$ ) nicht merkbar durch die unterschiedliche Konzentration von Leerstellen beeinflusst wird. Jedoch nimmt die innere Reibung unterhalb der Umwandlungstemperatur mit steigender Leerstellenkonzentration ab. Nach Anlassen der Probe nach dem Abschrecken im Temperaturbereich zwischen 670 K und 970 K, wird eine zweite Phasenumwandlung bei ca 270 K beobachtet, wobei die Umwandlungstemperatur in diesem Fall von der Leerstellenkonzentration abhängt. Die Temperatur der ersten Phasenumwandlung wird von der Existenz dieser zweiten Umwandlung nicht beeinflusst. Die Resultate werden mit Ergebnissen von Elektronenbeugungsexperimenten verglichen und mögliche Modelle diskutiert.

### **Parameter dependent critical exponent in two dimensional systems**

M. W. PUGA,<sup>1)</sup> H. BECK and E. SIMANEK,<sup>2)</sup> Institut de Physique, rue Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel

The commensurate-incommensurate transitions of a two dimensional system is studied via a renormalization group method which allows for incommensurability as a new renormalizable parameter. The correlation length exponent at the phase boundary is shown to depend continuously on the parameters of the model. For typical values of these parameters we find good agreement with the experiments.

<sup>1)</sup> Present address: Physique Théorique, B'vard d'Yvoy 32, 1205 Genève

<sup>2)</sup> Permanent address: Phys. Dept., University Cal., Riverside

## **Effet des énergies de liaison et de migration sur les mécanismes d'interaction dislocations-défauts ponctuels**

G. GREMAUD, Institut de Génie Atomique, EPF-Lausanne, PHB-Ecublens, CH-1015 Lausanne

En présence d'une interaction entre dislocations et défauts ponctuels, des calculs simples montrent que les mécanismes d'interaction qui contrôlent la mobilité des dislocations peuvent être différents suivant les valeurs de la température et de l'amplitude de la contrainte appliquée. Ces mécanismes dépendent fortement du rapport existant entre l'énergie de migration des défauts et l'énergie d'interaction entre les dislocations et les défauts. Plus particulièrement, il apparaît que des mécanismes purs tels que le désancrage des dislocations ou le traînage des défauts n'interviennent que sous des conditions particulières, et qu'en général, les mécanismes d'interaction mis en jeu durant la déformation anélastique sont beaucoup plus compliqués que ces mécanismes purs.

## **Interactions dislocations-précipités dans les alliages Al-Mn**

R. SCHALLER, C. DIALLO et W. BENOIT, Institut de Génie Atomique, EPF-Lausanne, PHB-Ecublens, CH-1015 Lausanne

Au cours des traitements thermomécaniques des alliages Al-Mn deux types d'interactions dislocations-précipités peuvent apparaître. Des interactions à caractère passif dues aux précipités incohérents préexistant à la déformation plastique et qui retiennent à leur voisinage une forte densité de dislocations. Des interactions à caractère actif dues à la précipitation des atomes de Mn sur les dislocations.

Ces phénomènes affectent le spectre de frottement intérieur de deux manières distinctes: premièrement l'augmentation de la densité des dislocations libres donne lieu à une augmentation du frottement intérieur sur toute la gamme de température; deuxièmement, les interactions dislocations - 'précipités cohérents' donnent naissance à un pic de relaxation. Les caractéristiques de ce pic conduisent à un critère de recristallisation des alliages Al-Mn.

## **Glasformierungstendenz in Uebergangsmetall-Systemen**

K. AFFOLTER und M. VON ALLMEN, Institut für angewandte Physik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Ueber die Glasbildungsneigung bei der Anwendung verschiedener Methoden wie splat cooling, Ionenimplantation oder Sputtern sind mehrere semiempirische und zum Teil widersprüchliche Regeln aufgestellt worden. Nachdem sich gezeigt hat, dass durch laserpulsinduziertes Schmelzen und Erstarren, Glasformierung dank stark erhöhter Abkühlraten weit über den Bereich von splat cooling hinaus möglich ist, stellt sich die Frage, ob universelle Glasformierungskriterien überhaupt existieren. Wir haben anhand von Voraussagen bekannter Regeln einige binäre Uebergangsmetallsysteme (Au-Ti, Co-Ti, Cr-Ti u.a.) ausgewählt und Glasbildung durch Laserbestrahlung untersucht. Wir diskutieren die Resultate im Hinblick auf die erwähnten Regeln.

### **Metall-Nichtmetallübergänge in Au-Si Gläsern**

E. HUBER und M. VON ALLMEN, Institut für angewandte Physik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Im System Au-Si lassen sich durch Schmelzen und Abschrecken mit ns Laser Pulsen Gläser mit Zusammensetzungen über fast das ganze Phasendiagramm herstellen. Diese unterscheiden sich von gesputterten 'Gläsern' u.a. durch eine deutlich tiefere Kristallisationstemperatur. Eine Untersuchung der optischen und elektronischen Eigenschaften von lasererzeugten Au-Si Gläsern mit 25–93% at.% Si zeigt, dass Si unterhalb 30 at.% metallischen Charakter hat, während Au oberhalb 85 at.% Si dielektrisch wird. Die letztgenannte Zusammensetzung stimmt gut mit dem Mott'schen Kriterium überein. Die Eigenschaften von lasererzeugten und gesputterten Gläsern werden verglichen.

### **Structure images of grain boundaries and defects in Nb<sub>3</sub>Ge films**

Y. KITANO, R. WESSICKEN and H.-U. NISSEN, Laboratory of Solid State Physics, ETH Zurich, CH-8093 Zürich

D. YIN and W. SCHAUER, Nuclear Physics Center, Karlsruhe, BRD

High T<sub>c</sub>Nb<sub>3</sub>Ge films prepared by coevaporation of Nb and Ge have been investigated by high resolution electron microscopy and selected area diffraction. The films are composed of Nb<sub>3</sub>Ge aggregates in three orientations related by a  $\pi/3$ -rotation around the [001]-direction. In the Nb<sub>3</sub>Ge grains planar faults in (001) and (110) occur. Structure images with atomic resolution of grain boundaries have been obtained, and their contrast indicates large strain fields. In addition to Nb<sub>3</sub>Ge, variable amounts of hexagonal Nb<sub>5</sub>Ge<sub>3</sub> (structure type D8<sub>8</sub>) occurs in constant crystallographic orientation. A rational orientation relation exists between the Nb<sub>3</sub>Ge grains and those of Nb<sub>5</sub>Ge<sub>3</sub>.

### **Propriétés optiques, phonons**

### **Lichtinduzierte Aenderung der Protonendynamik von Chlorophyll-Proteinen**

A. STÖCKLI, A. FURRER und W. HÄLG, Institut für Reaktortechnik, ETH Zürich, CH-5303 Würenlingen,

W. KÜHLBRANDT und K. MÜHLETHALER, Institut für Zellbiologie, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Chlorophyll hat die Aufgabe, Licht zu absorbieren und die dadurch erhaltene Energie an Moleküle weiterzugeben, die sie chemisch speichern können. In Konkurrenz dazu stehen Fluoreszenz und thermische Relaxation. An Membranen des photosynthetischen Bakteriums *Rhodospseudomonas viridis*, gelöst in schwerem Wasser, haben wir Neutronenstreuexperimente im Temperaturbereich von 25 K bis 300 K durchgeführt. Ein Vergleich der im beleuchteten und unbeleuchteten Zustand erhaltenen Resultate ergab Intensitätsunterschiede von bis zu

einem Faktor 5, wobei die Lichtwellenlänge im Bereich von 400 nm bis 1000 nm gewählt wurde. In der elastischen Linie wurde eine signifikante Abnahme der Intensität bei Beleuchtung beobachtet, im inelastischen Spektrum dagegen eine Zunahme, hauptsächlich im Energiebereich von 2 meV bis 10 meV. Die Intensitätsunterschiede im Energiespektrum resultieren aus Auswahlregeln bei der Thermalisation, bei der hauptsächlich niederenergetische Schwingungen bevorzugt werden. Dies ändert den Debye-Waller Faktor und erhöht die Lebensdauer des angeregten Zustandes, was den Wirkungsgrad der Assimilation erhöht.

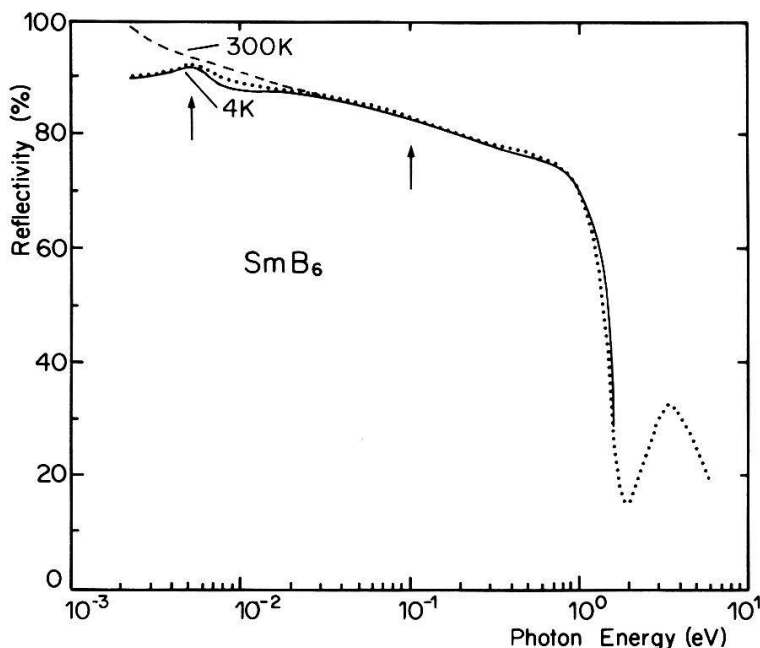
### Energielücken Studium an zwischenvalentem $\text{SmB}_6$ -Einkristall mit Hilfe von Messungen im fernen Infrarot

G. TRAVAGLINI und P. WACHTER, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Reflexionsmessungen an zwischenvalentem  $\text{SmB}_6$  wurden im Energiebereich zwischen 1.5 meV bis 6 eV bei 300 und 4 K durchgeführt. Mehrere Messungen weisen darauf hin, dass dieses System eine Energielücke in der Grössenordnung von meV besitzt. [1, 2].

Die Reflektivität von  $\text{SmB}_6$  erreicht bei Zimmertemperatur den Wert von 100% für  $\omega \rightarrow 0$ , ein typisch metallisches Verhalten. Bei tiefen Temperaturen (4 K) zeigt das Reflexionsspektrum ein Maximum bei 5.5 meV; für  $\omega \rightarrow 0$  beträgt die Reflexion 90%, was einem halbleiterähnlichen Verhalten entspricht. (siehe Fig.)

Eine Kramers-Kronig Analyse der gemessenen Kurve bei 4 K, mit verschiedenen Extrapolationen auf 0 meV, legt die Absorptionskante in den Realteil  $\sigma_1$  der optischen Leitfähigkeit, die, je nach Extrapolation in einem Energie Bereich zwischen 3 und 4.5 meV variieren kann.  $\epsilon_1$  (dispersiver Anteil von  $\epsilon$ )



Figur

Reflexionsspektrum von  $\text{SmB}_6$  für  $T = 300$  K und  $T = 4$  K. Die gemessene Kurve ist punktiert (4 K). Die Fit Kurve ist gezogen. Die zwei Pfeile deuten die für den Fit gebrauchten Resonanzfrequenzen an.



besitzt Werte zwischen 1500 und 2000, was einem Brechungsindex von etwa 40 entspricht, während  $\varepsilon_2$  Werte zwischen 0 und 1700 im Bereich der Energielücke haben kann.

Der reelle Anteil der optischen Leitfähigkeit  $\sigma_1$  nimmt nach der Absorptionskante um 4 Grössenordnungen zu ( $10^{11} \text{ Hz} \rightarrow 10^{15} \text{ Hz}$ ). Es wurde ein Zwei-Oscillatoren Fit für  $\varepsilon_2$  im fernen Infrarot Bereich mit Resonanzfrequenzen bei 0.0055 eV und 0.1 eV gerechnet. Die so erhaltenen Oszillatorstärken der optischen Uebergänge über die durch Hybridisierung verursachte Energielücke betragen für die erste Resonanz 0.00033 und für die Zweite 0.3. Anhand dieser Resultate interpretieren wir die zwei optischen Uebergänge (über die  $\approx 4.5 \text{ meV}$  Lücke) als  $f-f$  (paritätsverboten) und  $f-d$  'Transitions'. Die Kenntnis der Oszillatorstärke erlaubt uns, die Form der gefalteten Zustandsdichte im Bereich des Ferminiveaus abzuschätzen (Konstante-Matrix-Element-Approximierung).

Die 'Joint Density of States' weist ein enormes Maximum ( $\approx 1000$  Zustände pro Ryd pro Zelle) der Breite 5 meV bei 5.5 meV ( $f$ -Charakter) sowie ein breites Maximum ( $\approx 5$  Zustände pro Ryd pro Zelle) bei 0.2 meV von 0.5 eV breite ( $d$ -Charakter) auf.

Das Verhalten der abgeschätzten gefalteten Zustandsdichte enthält implizit das  $4f-5d$  Hybridisierungsmodell.

#### REFERENZEN

- [1] B. BATLOGG, P. H. SCHMIDT and M. J. ROWELL, in *Valence Fluctuations in Solids*, L. M. Falicov, W. Hanke and M. B. Maple (eds), North-Holland Publ. Comp. (1981).
- [2] I. FRANKOWSKI and P. WACHTER, in *Valence Instabilities*, P. Wachter and H. Boppart (eds.) North-Holland Publ. Comp. (1982).

### **Magnetic ordering influence on Raman spectrum of $\text{HoCrO}_3$**

W. KACZMAREK, I. MÖRKE and P. WACHTER, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Holmium orthochromite  $\text{HoCrO}_3$  belongs to the group of perovskite materials which simultaneously exhibit canted antiferromagnetic ordering –  $T_N = 140 \text{ K}$  [1] – as well as ferroelectric ordering –  $T_C = 700 \text{ K}$  [2, 3].

The ferroelectricity of the perovskite  $\text{ABO}_3$  materials is based on the displacement of the B ion from the center of an oxygen octahedron which produces a dipole moment in the elementary unit cell.

If the B ion is a magnetic one the oxygen ions building up the octahedron take part in the superexchange interaction which leads to an antiferromagnetic ordering. In such systems an influence of magnetic ordering on electric polarization and vice versa has been observed indicating a strong coupling between both types of ordering [4]. If the magnetic ordering temperature is lower than the electric one such coupling should cause changes in the phonon spectra in the vicinity of the magnetic transition temperature.

We report here results on the influence of the magnetic ordering on the phonon spectrum of  $\text{HoCrO}_3$  obtained by Raman scattering experiments. In Fig. 1 are shown some Raman spectra for different temperatures below and above the magnetic phase transition.



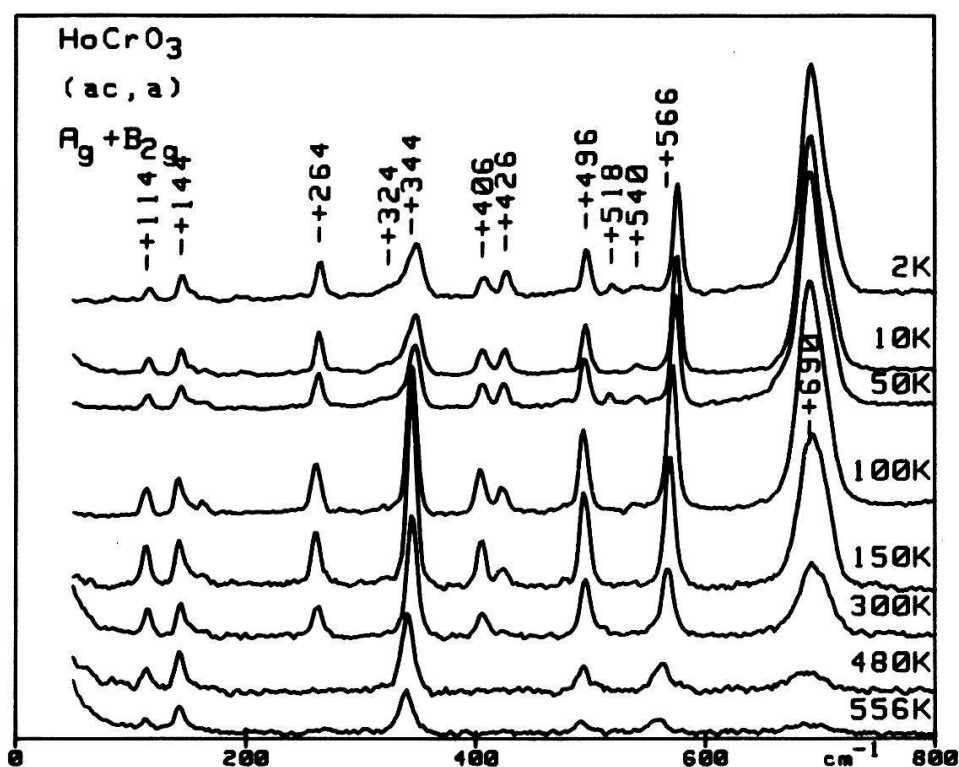


Figure 1

Raman spectra of  $\text{HoCrO}_3$  for the  $A_g$  and  $B_{2g}$  modes.  $a$  and  $c$  denote the crystallographic axes of the crystal. All frequencies, except of lines appearing only at low temperatures, are related to room temperature.

According to Udagawa et al. [5] and Couzi et al. [6] in case of the rare-earth perovskites the rare-earth A ions play a dominant role in determining the phonon frequencies within the low-energy region – below  $450\text{ cm}^{-1}$  – whereas within the high-energy region – above  $450\text{ cm}^{-1}$  – the frequencies are determined by the transition metal B ions. In our opinion, however, this classification is oversimplified because of quite large differences between phonon energies for materials with different A and B ions within the region of  $300$  to  $450\text{ cm}^{-1}$ . The frequencies within this region seem to be determined by both rare-earth and transition metal ions. According to our normal mode analysis no  $\text{Cr}^{3+}$  vibration is Raman active. Therefore it has to be concluded that the high-energy phonon frequencies depend on the transition ion only via the surrounding oxygen octahedron. Then, it is clear that only the binding between chromium and oxygen ions plays a dominant role in determining these frequencies corresponding to the Cr-O-Cr stretching motion.

It is easily seen from Fig. 1 that the frequencies of all modes except of the  $B_{2g}$  mode centered at  $566\text{ cm}^{-1}$  at room temperature are constant or exhibit only a weak temperature shift of the order of  $4\text{ cm}^{-1}$  which can be related to normal thermal expansion of the crystal volume. The  $566\text{ cm}^{-1}$  mode shows a marked frequency shift below and above room temperature (Fig. 2).

One can distinguish three different parts of this dependency:

1. Above room temperature where the frequency decreases by  $10\text{ cm}^{-1}$ . The frequency shift within this part seems to be due to the approaching of the  $\text{Cr}^{3+}$  ion to the central position in the oxygen octahedron.
2. Between room temperature and 15 K that is within the region where

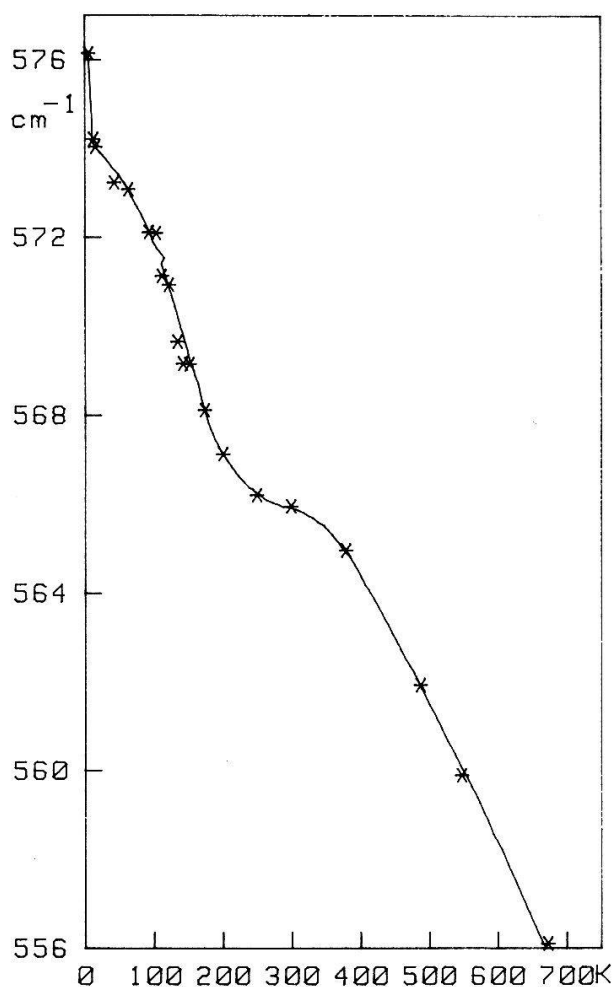


Figure 2

Temperature dependence of the frequency of the  $B_{2g}$  ( $566\text{ cm}^{-1}$ ) mode.

magnetic ordering occurs the frequency shifts by  $7\text{ cm}^{-1}$ . A plot of the frequency change normalized to 15 K resembles the Callen's spin correlation function [7] indicating a qualitative agreement with the model of Baltensperger and Helman [8]. However, in the neighbourhood of the transition temperature the agreement is much worse than in case of other materials. The reason is probably that the model assumes the existence of an inversion center which is not the case for materials with non-linear electric properties.

3. Below 15 K where according to Bertaut [1] magnetic ordering of  $\text{Ho}^{3+}$  spin takes place the frequency shift is  $3\text{ cm}^{-1}$ . This indicates the influence of  $\text{Ho}^{3+}$  ions on the Cr-O-Cr stretching vibrations.

Similar behaviour exhibits the  $A_g$  mode at  $570\text{ cm}^{-1}$  (not shown here). Its frequency increases to  $587\text{ cm}^{-1}$  when cooling down to 2 K. However, this mode vanishes at temperatures above 300 K.

#### REFERENCES

- [1] E. F. BERTAUT, J. MARESHALL, G. DE VRIES, R. ALEONARD, R. POUTHENED, J. P. REBOUILLAT and V. ZARUBICA, IEEE Trans. Magn. 2, 453 (1966).

- [2] G. V. SUBBA RAO, G. V. CHANDRASHEKHAR 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. KACZMAREK, M. POLOMSKA and Z. PAJAK, *Phys. Lett.* 47A, 227 (1974).
- [5] M. UDAGAWA, K. KOHN, N. KOSHIZUKA, T. TSUSHIMA and K. TSUSHIMA, *Solid State Commun.* 16, 779 (1975).
- [6] M. COUZI and P. V. HUONG, *Ann. Chim.* 9, 19 (1974).
- [7] E. CALLEN, *Phys. Rev. Lett.* 20, 1045 (1968).
- [8] W. BALTENSPERGER and J. S. HELMAN, *Helv. Phys. Acta* 41, 668 (1968).

### High-temperature infrared investigation of $\beta$ -Gd<sub>2</sub>(MoO<sub>4</sub>)<sub>3</sub> by scanning interferometry

W. KACZMAREK, Institute of Physics, A. Mickiewicz University, Poznan, Poland. Present address:  
Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich  
F. GERBAIS, Centre de Recherches sur la Physique des Hautes Températures CNRS, Orleans, France

### Introduction

The thermodynamically stable phase of gadolinium molybdate at room temperature is  $\alpha$ -Gd<sub>2</sub>(MoO<sub>4</sub>)<sub>3</sub> which according to second harmonic generation investigation possesses an inversion center. At about 1120 K it transforms to the  $\beta$ -phase and an additional phase transformation to a  $\gamma$ -phase near the melting point at 1430 K has also been observed.

The  $\beta$ -phase can be brought to room temperature by rapid cooling which leads to a 'supercooled' metastable  $\beta$ -Gd<sub>2</sub>(MoO<sub>4</sub>)<sub>3</sub>. At  $T_C = 432$  K it transforms from a 'prototypic' [1, 2] tetragonal D<sub>2d</sub><sup>3</sup> to 'ferroic', orthorhombic C<sub>2v</sub><sup>8</sup> phase in which it exhibits ferroelectric [3] as well as ferroelastic [4] properties.  $\beta$ -Gd<sub>2</sub>(MoO<sub>4</sub>)<sub>3</sub> is actually the first compound where these properties have been simultaneously observed. The dielectric permittivity exhibits at  $T_C$  only a weak maximum which vanishes for a clamped crystal [4]. On the other hand a large elastic anomaly is associated with the transition [4, 5]. Based on these observations Cross et al. [4] suggested that the transition is driven by an elastic instability and ferroelectricity is induced by a piezoelectric coupling. Axe et al. [6, 7] and Petzelt et al. [8] have explained the appearance of polarization in terms of an order parameter which is proportional to the soft-mode amplitude and which is anharmonically coupled to a macroscopic strain. Because of piezoelectric properties of the crystal this in turn produces the spontaneous polarization.

We report here an investigation of the infrared reflectivity performed within a temperature range from room temperature to 1100 K that is nearly up to the temperature where the transition takes place from the 'supercooled' metastable phase of  $\beta$ -GMO to the stable one. At present we have limited ourselves to mode frequency analysis only within a frequency range of 110–500 cm<sup>-1</sup>.

### Experimental

The experiments were performed on a single crystal of  $\beta$ -Gd<sub>2</sub>(MoO<sub>4</sub>)<sub>3</sub> cut parallel to the *c*-axis. The temperature dependence of IR reflection spectra were obtained with a Fourier transform spectrometer Brucker 1FS 113 C.

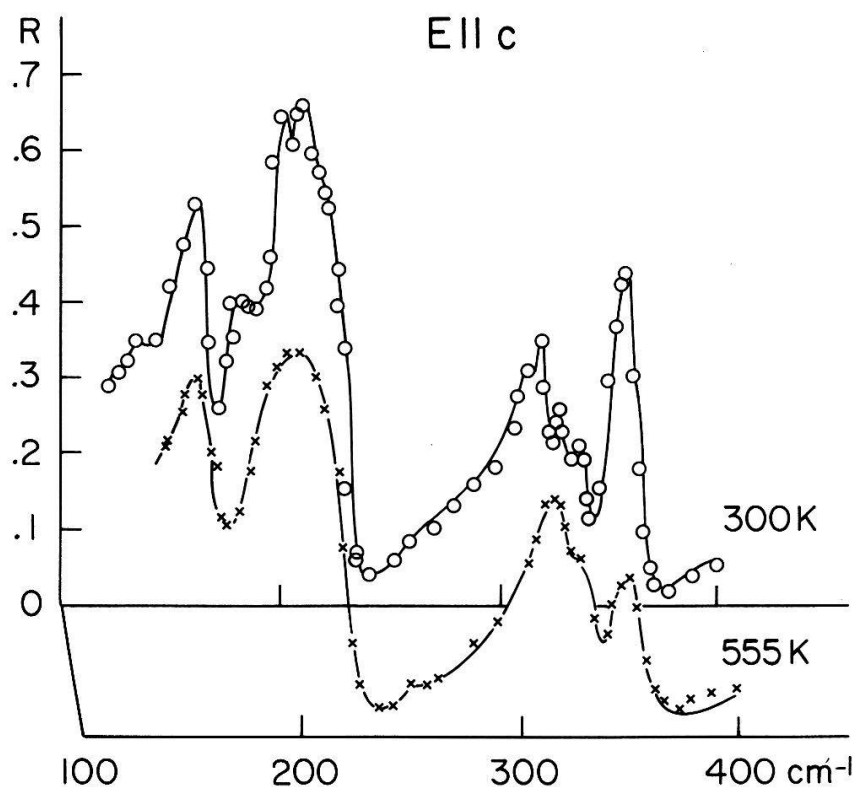


Figure 1

Example of reflectivity curves for 300 and 555 K. Full curves are best fit to the experimental data with the aid of the four-parameter model.

All spectra have been fitted on a basis of the four-parameter model with the following formula [9, 10].

$$R = |(\sqrt{\varepsilon} - 1)/(\sqrt{\varepsilon} + 1)|^2 \quad (1)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} \prod_i \frac{\Omega_{jLO}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_{jLO}}{\Omega_{jTO}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_{jTO}} \quad (2)$$

where  $R$  is the reflectivity,  $\varepsilon$ -factorized form of the dielectric function,  $\Omega$  and  $\gamma$  are frequencies and dampings of the transverse and longitudinal optic modes, respectively,  $\varepsilon_{\infty}$  is the 'high-frequency' contribution to the dielectric function.

The low-frequency reflectivity limit was taken to be 0.26. In both phases above and below the ferroic phase transition a good agreement has been obtained between calculated and experimental reflectivity data. An example of calculated and experimental data is shown in Figure 1 for the case of measuring configuration  $E \parallel c$ .

## Results and discussion

The spectra consist of three major reflectivity bands splitted at room temperature into a few modes each (Fig. 1). Within the frequency range under consideration we were able to observe 12 modes in the parallel –  $A_1$  modes – and 4 in the perpendicular –  $B_1$  and  $B_2$  modes – configuration.

Our room temperature data as compared to those of Petzelt [8] show the

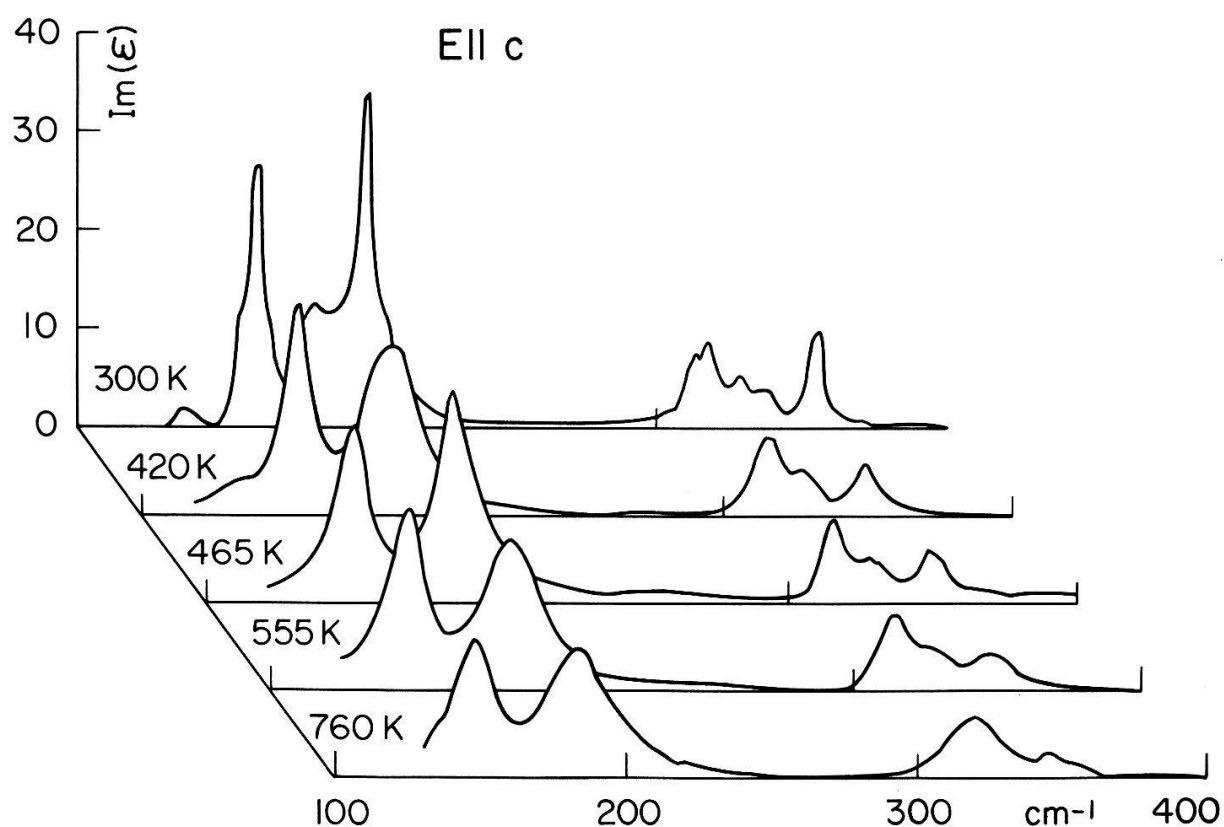


Figure 2(a)  
Thermal evolution of  $\text{Im}(\epsilon)$  for A, modes

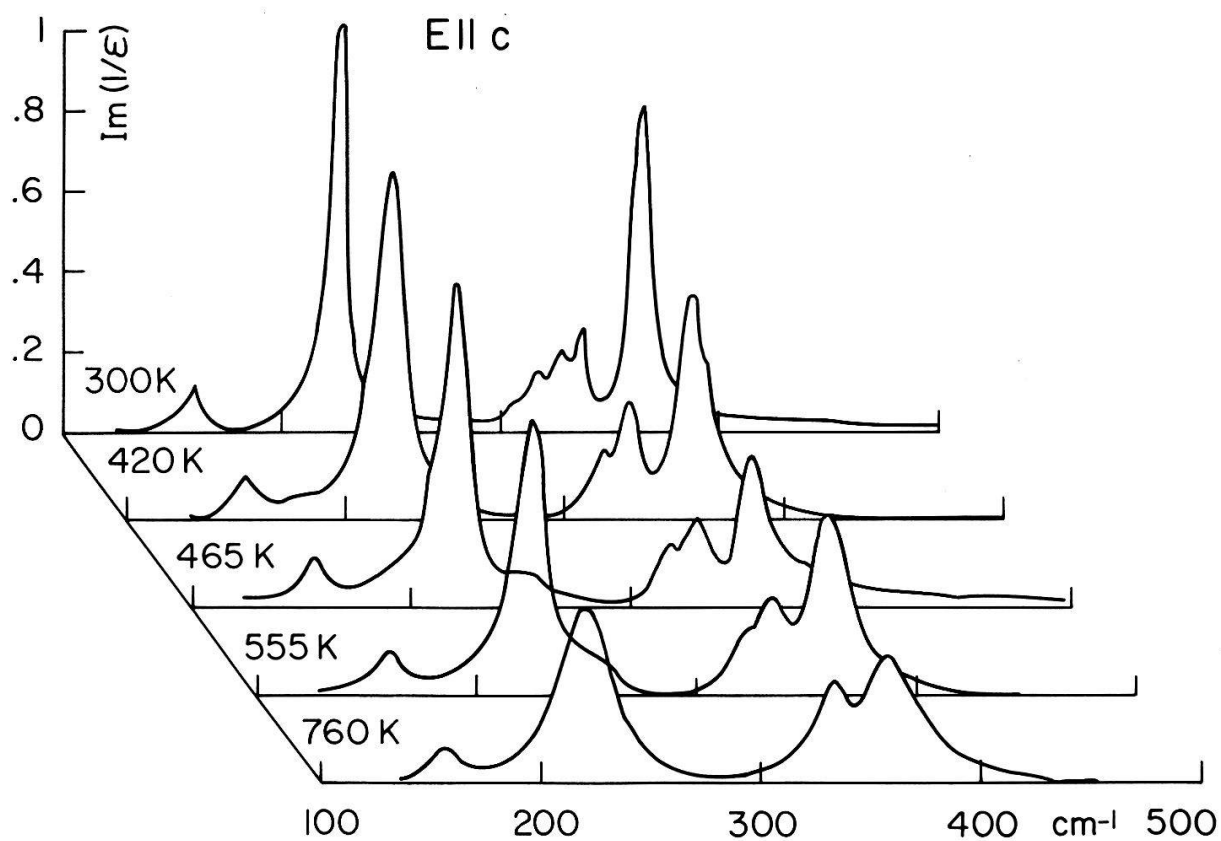


Figure 2(b)  
Thermal evolution of  $\text{Im}(1/\epsilon)$  for A, modes.



presence of some additional modes. Four external modes lying at 156, 178, 200, 218  $\text{cm}^{-1}$  for  $A_1$  modes and an external mode at 134  $\text{cm}^{-1}$  plus a quite strong reflectivity band with TO frequency 410  $\text{cm}^{-1}$  in case of  $B_1$  and  $B_2$  modes.

A strong reflectivity band lying for  $E \parallel c$  configuration within a frequency range of 300–370  $\text{cm}^{-1}$ , consisting of 5 modes can be ascribed to internal vibration of  $\text{MoO}_4^{2-}$  tetrahedra whose frequency in case of a free  $\text{MoO}_4^{2-}$  group is about 325  $\text{cm}^{-1}$  [11]. The change of mode frequencies with temperature is visualized by an evolution of  $\text{Im}(\epsilon)$  (Fig. 2a) and  $\text{Im}(1/\epsilon)$  (Fig. 2b) curves, maxima of which correspond to the transverse and longitudinal frequencies, respectively.

The temperature dependence of the mode frequencies for both measuring configurations (Fig. 3) does not exhibit any discontinuity at the transition temperature. Modes which are forbidden in the prototypic phase disappear at different temperatures within quite a broad temperature range both below and above the phase transition. Above the ferroic phase transition their frequencies exhibit only a very small temperature dependence. This fact suggests that the temperature dependence of these frequencies reflects practically only their dependence on distances between atoms. Similar observations have been done by Luspín et al. [12] in case of purely ferroelastic lead phosphate.

The fact of disappearing of the modes which are attributed to the ferroic phase over so broad temperature range – below and above the PT – can be related to what was pointed out by Jeitschko [13], that the ferroic structure transforms to the prototypic one gradually. According to his X-ray investigations at 413 K about half of the change already takes place whereas the superstructure reflections could be still observed at temperatures even about 100 K above the PT.

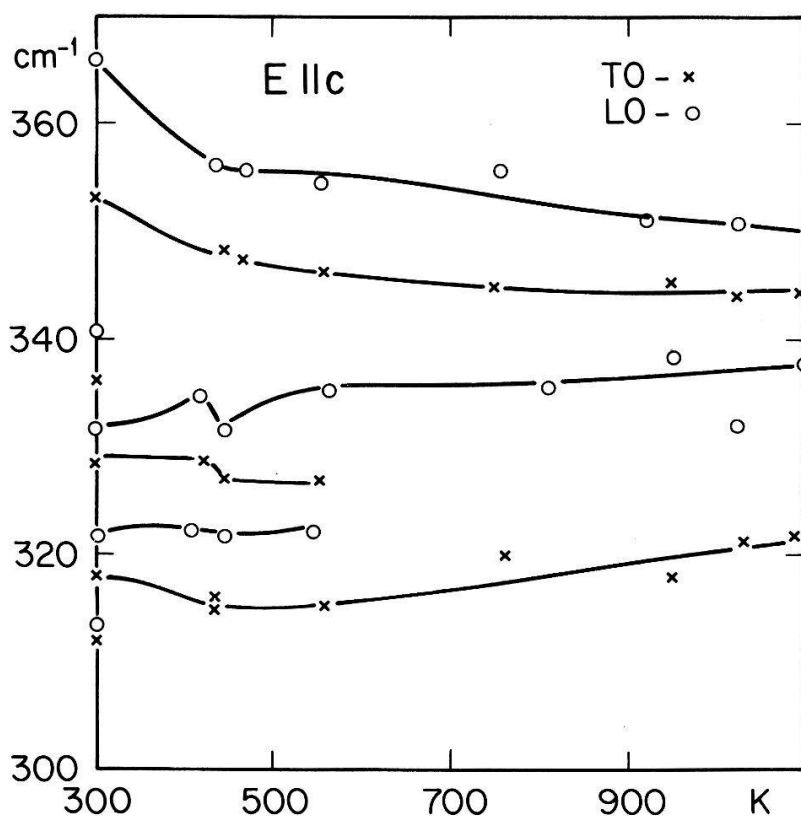


Figure 3

Temperature dependence of TO and LO modes frequencies: (a) configuration  $E \parallel c$ , (b) configuration  $E \parallel c$  external modes, (c)  $E \parallel c$  internal modes.

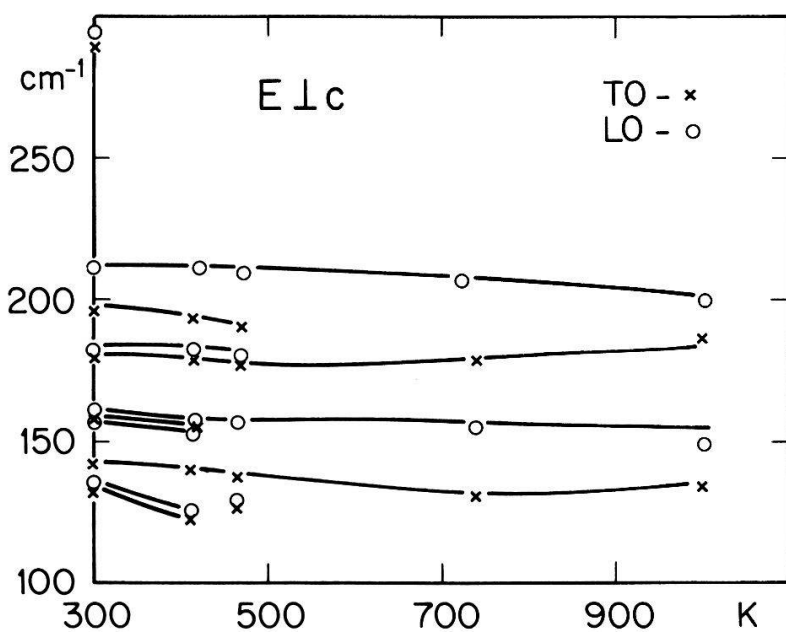
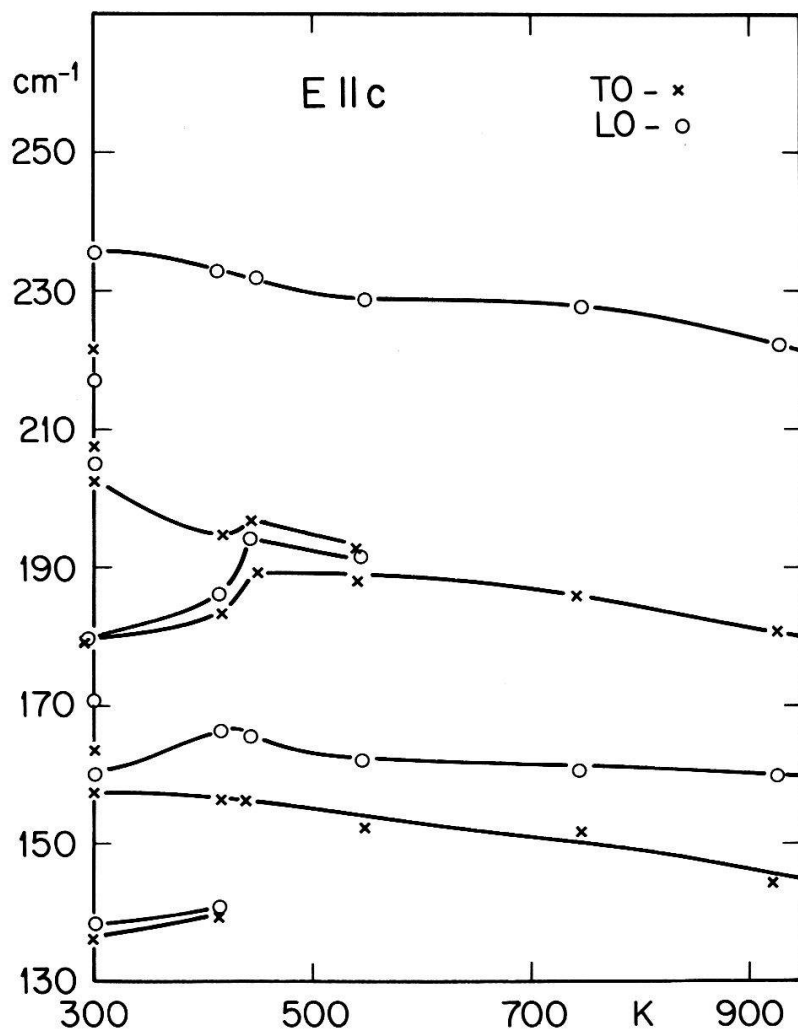


Figure 3—continued

A striking fact seen from the sequence of the modes vanishing with increasing the temperature is that some frequencies of LO modes are lower than those of corresponding TO ones. Such a behaviour has been observed previously for ferroelastic lead phosphate [12], quartz, corundum and rutile [14–15]. Inspection of our  $\text{Im}(\epsilon)$  and  $\text{Im}(1/\epsilon)$  curves as well as of the temperature dependence of the mode frequencies (Fig. 2 and 3) shows that the reversing of TO and LO frequencies takes place always within the frequency regions where weak modes are coupled to strong ones. This fact is in agreement with theoretical explanations by Gervais. [17]

## Conclusions

We showed that the frequencies of the modes present above and below the ferroic phase transition do not exhibit any critical behaviour at PT temperature. Modes forbidden in the prototypic phase disappear over a very broad temperature range both below and above the PT indicating a gradual phase transformation in accordance to ferroelectric and structural parameters.

Within regions where strong and weak modes are coupled together, the reversing of the TO and LO frequencies of the weak ones is observed.

## Note

The computations were performed at ETH Hönggerberg, Zürich,

## REFERENCES

- [1] K. AIZU, *Phys. Rev. B* **2**, 754 (1970).
- [2] L. A. SHUVALOV, *J. Phys. Soc. Japan* **28** Suppl. 38 (1970).
- [3] H. J. BORCHARDT, *J. Chem. Phys.* **38**, 1251 (1963).  
H. J. BORCHARDT, and P. E. BIERSTEDT *Appl. Phys. Lett.* **8**, 50 (1966).
- [4] L. E. CROSS, A. FOUSKOWA and S. E. CUMMINS, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 812 (1968).
- [5] L. E. CUMMINS, *Ferroelectrics* **1**, 11 (1970).
- [6] J. D. AXE, B. DORNER and G. SHIRANE, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 519 (1971).
- [7] B. DORNER, J. D. AXE and G. SHIRANE, *Phys. Rev. B* **6**, 1950 (1972).
- [8] J. PETZELT and V. DVORAK, *Phys. Stat. Sol. (b)* **46**, 413 (1971).
- [9] F. GERVAIS and B. PIRIOU, *Phys. Rev. B* **10**, 1642 (1974).
- [10] F. GERVAIS and B. PIRIOU, *J. Phys. C* **7**, 2374 (1974).
- [11] N. WEINSTOCK, H. SCHÜLTZE and A. MÜLLER, *J. Chem. Phys.* **59**, 5063 (1973).
- [12] Y. LUSPIN, J. L. SERVOIN and F. GERVAIS, *J. Phys. Chem. Solids* **40**, 661 (1979).
- [13] W. JEITSCHKO, *Acta Cryst. B* **28**, 60 (1972).
- [14] F. GERVAIS, B. PIRIOU and F. CABANNES, *Phys. Stat. Sol. (b)* **55**,
- [15] F. GERVAIS and B. PIRIOU, *Phys. Rev.* **11**, 3944 (1975).
- [16] F. GERVAIS, *Optics Commun.* **22**, 116 (1977).

## Surface enhanced Raman scattering of pyridine on silver surfaces of different roughness

Y. MO<sup>1)</sup>, I. MÖRKE and P. WACHTER, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Surface roughness plays a major role in the Surface Enhanced Raman Scattering (SERS) [1]. We report some experimental results about the surface roughness and annealing effects of the silver substrates.

The experimental arrangement used has been described elsewhere [2]. The incident laser excitation was the 514.5 nm line of an argon ion laser. A solution of 0.05 M pyridine/0.1 M KCl was put into an optical cell. The silver substrates were either mechanically polished silver pieces or chemically deposited silver films on a glass substrate. The polycrystalline silver pieces of 99.99% purity were carefully polished with  $\text{Al}_2\text{O}_3$  suspensions having different particle size to change the macroscopic surface roughness. The surface roughness of the silver mirrors were changed by altering the temperature during the deposition process. The surface of the silver samples has been investigated by Scanning Electron Microscopy (SEM) [2].

Figure 1 shows the dependence of the scattering intensity of the  $1010\text{ cm}^{-1}$  mode on the surface roughness. Similar results as well for the polished surfaces as for the silver mirrors have been obtained i.e. a maximum enhancement at an average surface roughness of  $1000\text{ Å}$ . The maximum enhancement factor is estimated to be  $2 \cdot 10^6$  [2]. Furthermore experiments on the system Ag/saturated pyridine vapor show the same dependence on the roughness, only that the absolute intensity is less than for the system in solution. It is very difficult to observe the enhancement if the average roughness is larger than  $2000\text{--}2500\text{ Å}$ .

The silver mirrors on the quartz substrate were annealed in high vacuum ( $10^{-6}\text{ T}$ ) at elevated temperature to test whether the intensity of SERS is more sensitive on macroscopic (scale of  $50\text{--}5000\text{ Å}$ ) or microscopic (atomic scale) surface roughness. Controlling the surface roughness by SEM we found only small changes of the macroscopic surface roughness after annealing the thin silver films (thickness  $\sim 300\text{ Å}$ ) at different temperatures and correspondingly there were only small changes in the enhancement. But for the thicker films (thickness  $\sim 600\text{ Å}$ ) we could say that there were some obvious changes in the macroscopic surface roughness after annealing and also the experimental results exhibit large changes. It is possible to calculate the relative Raman intensities for the annealed silver samples from the results in the Fig. and the SEM photographs of the samples and then compare it with the experimental results. These are in surprising good consistency with the calculated results [2]. The annealing temperature used should be enough to change the microscopic surface roughness (for example, the number of the defects should decrease after annealing). The experimental results above indicate that SERS is very sensitive to macroscopic but not sensitive on microscopic surface roughness for the system Ag/pyridine/KCl.

We would like to thank H. P. Staub and W. Reim for sample preparation and P. Wägli for performing the SEM analysis.

<sup>1)</sup> on leave from Physics Institute of Academia Sinica, Peking, PRC.

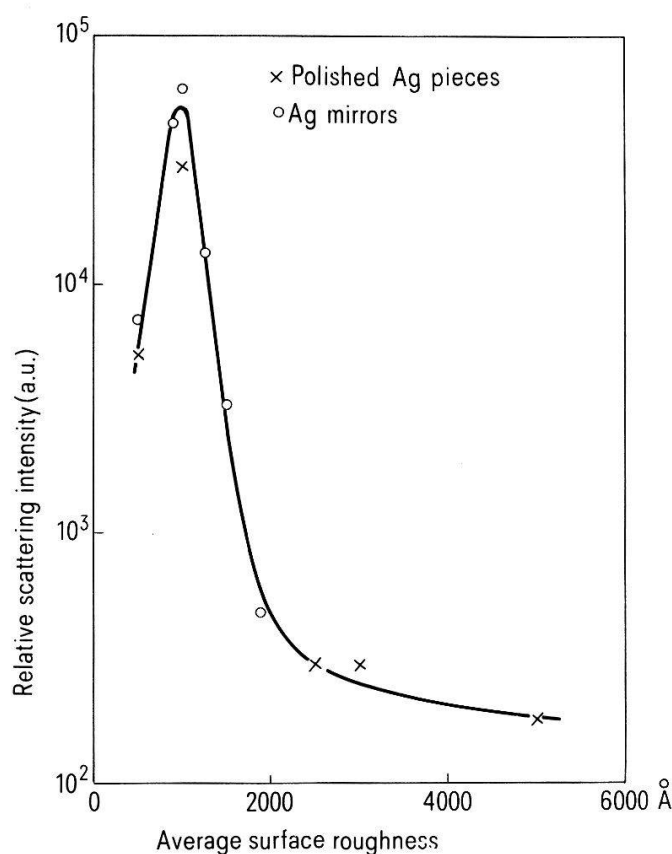


Figure  
Dependence of the scattering intensity of the  $1010\text{ cm}^{-1}$  mode on the average surface roughness.

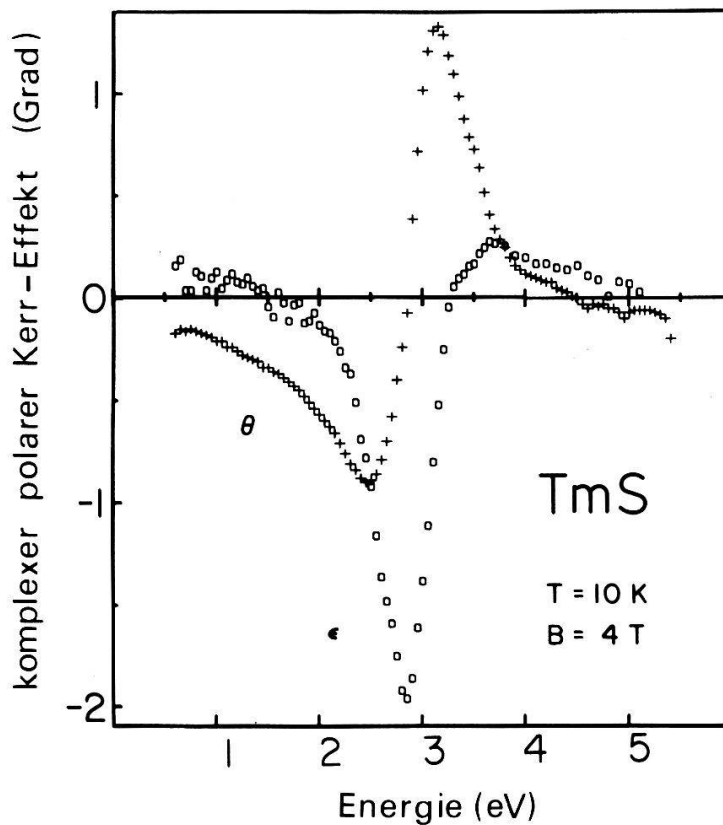
## REFERENCES

- [1] *Surface enhanced Raman scattering*, Ed. R. K. Chang and T. E. Furtak (Plenum Press, New York, 1982),
- [2] Y. MO, I. MÖRKE and P. WACHTER (to be published).

## Austauschinduzierte Plasmakantenaufspaltung der Tm-Chalkogenide

O. E. HÜSSER, E. KALDIS, W. REIM, J. SCHOENES und P. WACHTER, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Die metallischen Tm-Chalkogenide, TmS und TmSe, haben kubische NaCl-Strukturen und ordnen bei Nullfeld antiferromagnetisch. Die Reflexionsspektren von TmS und TmSe zeigen einen sehr steilen Abfall der Reflektivität mit einem Minimum bei 3.2 eV resp. 2.6 eV [1]. Wir berichten über Messungen des komplexen polaren Kerr-Effektes (Rotation und Elliptizität) an Spaltflächen der beiden metallischen Tm-Chalkogenide. Die Figur zeigt beide Messgrößen für TmS für ein äusseres Magnetfeld von 4 T und einer Temperatur von 10 K. Wir erkennen im Bereich des Plasmaminimums sowohl in der Kerr-Rotation wie - Elliptizität eine einzige asymmetrische dispersionsartige Struktur. Mit Hilfe der Theorie des polaren Kerr-Effekts kann man die Kerr-Elliptizität folgendermassen mit der



Magneto-optische Kerr-Rotation  $\theta$  und Kerr-Elliptizität  $\varepsilon$  einer TmS (100)-Spaltfläche für  $B = 4$  T und  $T = 10$  K.

Reflektivität verknüpfen:

$$\operatorname{tg} \varepsilon_{\text{PK}} \approx \varepsilon_{\text{PK}} = -\frac{|r_+| - |r_-|}{|r_+| + |r_-|} \approx -\frac{R_+ - R_-}{4R} \equiv -\frac{\Delta R}{4R}.$$

Dabei sind  $r_{\pm}$  die Reflexionskoeffizienten und  $R_{\pm} = |r_{\pm}|^2$  die Reflektivität für rechtszirkular (+) und linkszirkular (−) polarisiertes Licht. Wir erhalten also eine Aufspaltung der Reflexionskurve, insbesondere der Plasmakante, für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht bei Anlegen eines Magnetfeldes. Im Bereich der Plasmafrequenz beträgt die Aufspaltung für TmS etwa 50 meV ( $B = 4$  T,  $T = 10$  K). Für TmSe haben wir ebenfalls eine grosse Aufspaltung der Plasmakante festgestellt: Im Bereiche der Plasmafrequenz beträgt sie etwa 35 meV für  $B = 4$  T und  $T = 10$  K.

Extrapoliert man auf magnetische Sättigung, so ist die Aufspaltung mit ca. 100 meV in der Grössenordnung der Austauschaufspaltung [2]. Die klassische Dispersionstheorie für Diamagneten ergibt eine ähnliche Photonenenergieabhängigkeit der optischen und magnetooptischen Spektren, jedoch eine Aufspaltung, die durch die Zyklotronresonanzenergie gegeben ist und bei dem vorgegebenen Feld nur 0.46 meV beträgt. Letztere Grössenordnung wurde auch in InSb [3] und Ag [4] beobachtet, während der Effekt unseres Wissens in magnetisch ordnenden Substanzen erstmals gefunden wurde.



## LITERATUR

- [1] B. BATLOGG, Phys. Rev. B, 23, 1827 (1981).
- [2] F. LAPIERRE, P. HAEN, B. COOBLIN, M. RIBAUT and F. HOLTZBERG, Physica 108B, 1351 (1981).
- [3] E. D. PALIK, S. TEITLER, B. W. HENVIS and R. F. WALLIS, Proc. Int. Conf. Semic., 1962, Exeter, p. 288.
- [4] S. E. SCHNATTERLY, Phys. Rev., 183, 664 (1969).

**Elektronen und Phononen in  $\text{Th}_3\text{P}_4$  und  $\text{Th}_3\text{As}_4$** 

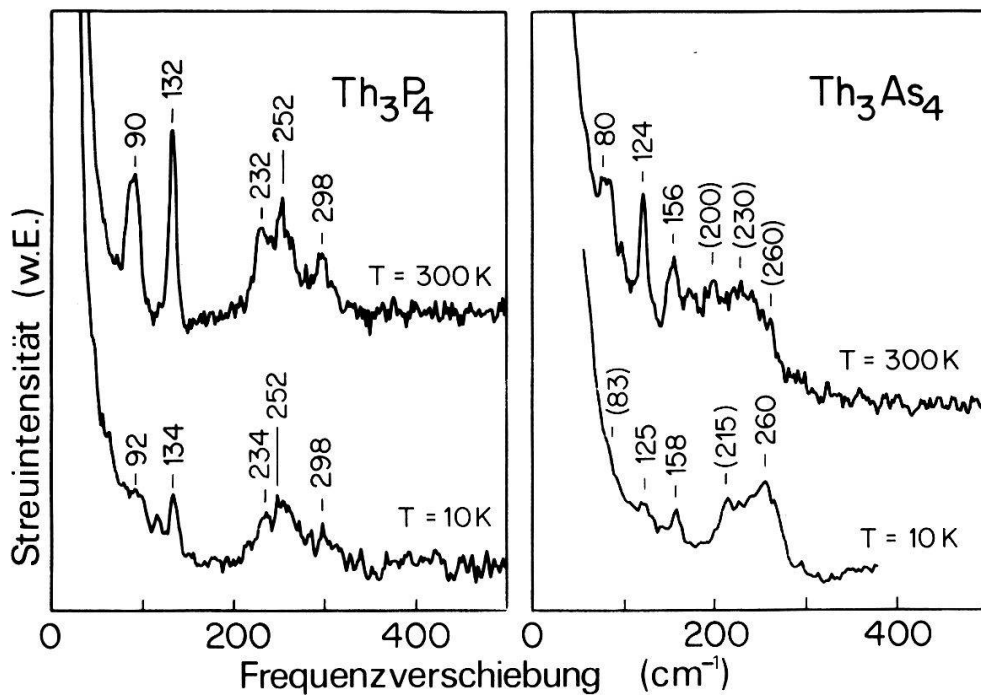
I. MÖRKE, J. SCHOENES, M. KÜNG, Z. HENKIE<sup>1)</sup> und P. WACHTER, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

$\text{Th}_3\text{P}_4$  und  $\text{Th}_3\text{As}_4$  sind zwei diamagnetische Halbleiter, welche in der sogenannten  $\text{Th}_3\text{P}_4$ -Struktur kristallisieren und oft als Referenzmaterialien für isostrukturelle aber magnetisch ordnende Systeme herangezogen werden. Es ist also von Bedeutung ihre elektronischen und phononischen Eigenschaften zu kennen.

Die Reflektivität  $R(\hbar\omega)$  wurde von  $\text{Th}_3\text{P}_4$  und  $\text{Th}_3\text{As}_4$  unter fast senkrechtem Lichteinfall zwischen 0.03 und 12 eV gemessen [1]. Beide Materialien verhalten sich sehr ähnlich. Bei  $\sim 0.5$  eV setzt starke Absorption ein, die auf die bei höheren Energien auftretenden Interbandübergänge zurückgeführt wird. Die Grösse der indirekten Energielücke ergibt sich aus einem Fit der Absorptionskonstanten zu  $E_g = 0.43$  eV und 0.39 eV für das Phosphid bzw. Arsenid. Um Aussagen über Phononen und die freien Elektronen zu erhalten, wurde die Reflektivität des  $\text{Th}_3\text{P}_4$  im fernen Infrarot bis zu 0.008 eV gemessen. Diese zeigt um 0.03 eV drei Strukturen bevor  $R(\hbar\omega)$  bei noch tieferen Energien einen starken Anstieg macht, welcher vom Beitrag der freien Ladungsträger herrührt. Ein Drude Fit der durch Kramers-Kronig Transformation berechneten dielektrischen Funktion ergibt eine Plasmaenergie von 0.16 eV. Mit einer aus Hall-Effekt Messungen bestimmten Ladungsträgerkonzentration von  $N = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  [2] lässt sich hieraus die optische effektive Masse zu  $0.2m_0$  bestimmen. Dies ist in guter Übereinstimmung mit unserer Abschätzung aus der Krümmung des Leitungsbandes an Hand neuester Bandstrukturrechnungen [3] und mit einer Analyse von Thermokraftmessungen an den reineren  $\text{Th}_3\text{As}_4$  Proben [4].

Was die Phononen anbelangt, so erwartet man für die Struktur  $T_d^6$  (I43d) fünf Infrarot aktive ( $5F_2$ ) und neun Raman aktive ( $A_1 + 3E + 5F_2$ ) Moden. In dieser Struktur befinden sich die Atome auf Plätzen ohne Inversionssymmetrie, also sind Infrarot aktive Moden auch Raman aktiv. Zieht man von  $\epsilon_2(\hbar\omega)$  den Anteil der freien Elektronen  $\epsilon_2^f(\hbar\omega)$  ab, so erhält man für  $\text{Th}_3\text{P}_4$  neben den drei sehr ausgeprägten Phononenlinien bei 229, 239 und  $257 \text{ cm}^{-1}$  zwei schwache Strukturen bei  $\sim 125 \text{ cm}^{-1}$  und  $\sim 175 \text{ cm}^{-1}$ . In der Figur sind die Ramanspektren von  $\text{Th}_3\text{P}_4$  und  $\text{Th}_3\text{As}_4$  für  $T = 300 \text{ K}$  und  $T = 10 \text{ K}$  abgebildet. Die Spektren zeigen drei breite Banden zwischen 150 und  $400 \text{ cm}^{-1}$  sowie zwei scharfe Anregungen unterhalb  $150 \text{ cm}^{-1}$ , was für diese Kristallstruktur typisch ist [5]. Es ist schwierig, alle neun Moden aufzulösen, da sie teils in den breiten Banden als Schultern teils

<sup>1)</sup> Institute for Low Temperature and Structure Research, Polish Academy of Sciences, 50-3050 Wrocław, Poland.



Ramanspektren von  $\text{Th}_3\text{P}_4$  und  $\text{Th}_3\text{As}_4$ .

im Rayleigh Anteil der Laserlinie verschwinden. Ein Vergleich der Phononenenergien in  $\text{Th}_3\text{P}_4$  zeigt, dass nur drei der Infrarot aktiven Moden im Raman-spektrum nachweisbar sind, nämlich die bei 133, 232 und  $252\text{ cm}^{-1}$ .

#### REFERENZEN

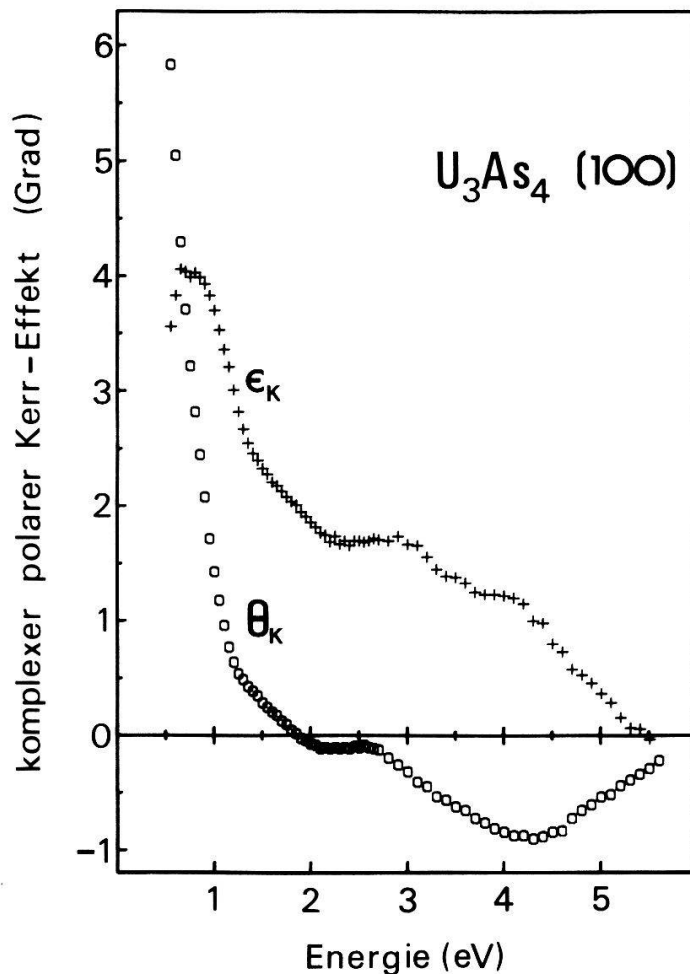
- [1] J. SCHOENES, M. KÜNG, R. HAUERT und Z. HENKIE, erscheint in Solid State Commun. 1983.
- [2] Z. HENKIE, P. J. MARKOWSKI und E. ZDANOWICZ, Proc. 2nd Int. Conf. Electr. Str. Actin., 1976.
- [3] T. SUZUKI, S. TAKAGI, N. NIITSUMA, K. TAKEGAHARA, T. KASUYA, A. YANASE, T. SAKAKIBARA, M. DATE, P. J. MARKOWSKI und Z. HENKIE, Int. Conf. on High Field Magnetism, Sept. 13-14, 1982, Osaka, Japan.
- [4] P. J. MARKOWSKI, Z. HENKIE und A. WOJAKOWSKI, Solid State Commun. 32, 1119 (1979).
- [5] I. MÖRKE, G. TRAVAGLINI und P. WACHTER, *Valence Instabilities*, Ed. P. Wachter und H. Boppart, p. 573, North Holland 1982.

### Neue Kerr-Rotatoren mit der grössten 'figure of merit'

W. REIM und J. SCHOENES, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Für Anwendungen des magnetooptischen Kerr-Effekts z.B. in der Daten-Speicherung bzw. -Anzeige ist eine grosse Kerr-Rotation  $\theta_K$  bei hoher Reflektivität  $R$  wünschenswert. Die bisher darauf hin untersuchten Metalle zeigen Drehungen von  $0.5\text{--}0.9$  Grad (z.B. Eisen [1]:  $0.6$  Grad) bei etwa 70% Reflektivität.

$\text{U}_3\text{As}_4$  und  $\text{U}_3\text{P}_4$  sind ferromagnetische Metalle [2] mit Ordnungstemperaturen von  $200\text{ K}$  bzw.  $138\text{ K}$ . Die an (100)-Flächen gemessenen Kerr-Rotations- bzw. -Elliptizitätsspektren zeigen bei magnetischer Sättigung je eine



Magnetooptische polare Kerr-Rotation  $\theta_K$  und -Elliptizität  $\epsilon_K$  einer (100)-Fläche von  $U_3As_4$ , gemessen bei  $T = 15$  K und einem äusseren Magnetfeld von  $B = 4T$ .

scharfe Struktur zwischen 0.5 und 1 eV Photonenenergie. Die Kerr-Rotation erreicht dabei z.B. für  $U_3As_4$  Werte von  $\sim 6$  Grad (Fig.). Für die (111)-Fläche erwarten wir eine um einen Faktor  $\sqrt{3}$  grössere Drehung, da die leichte Magnetisierungsachse die (111)-Richtung ist. Die gemessene Drehung von 6 Grad für  $U_3As_4$  ergibt eine 'figure of merit'  $\eta = R \sin^2 2\theta_K$ , die 100-mal grösser als diejenige von Eisen ist.

Das nicht-diagonale Element  $\sigma_{xy}$  des Leitfähigkeitstensors zeigt im absorptiven Teil ein  $1/\omega$ -Verhalten, dem kleinere Strukturen überlagert sind. Dieses Verhalten lässt auf einen dominanten Beitrag der freien Elektronen schliessen, welchem Uebergänge vom  $5f^2$  Grundzustand in Kristallfeld-aufgespaltene  $d$ -Zustände überlagert sind.

#### REFERENZEN

- [1] G. S. KRINCHIK and V. A. ARTEM'EV, Soviet Physics JETP 26, 1080 (1968).
- [2] J. SCHOENES, M. KÜNG, R. HAUERT and Z. HENKIE, Solid State Commun. 1983, in press.

## **Magnétisme et supraconductibilité**

### **Spinaustauschstreue von Photoelektronen**

G. L. BONA, R. ALLENSPACH, F. MEIER und D. PESCIA, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

In Ge angeregte spinpolarisierte Photoelektronen durchdringen vor dem Austritt ins Vakuum eine auf die Oberfläche aufgedampfte magnetische Schicht. Die Änderung der Spinpolarisation wird in Abhängigkeit der Dicke dieser Bedeckung gemessen. Eine dünne Schicht Gd, die viel kleiner als die mittlere freie Weglänge der Photoelektronen ist, genügt, um die Polarisation zum Verschwinden zu bringen. Eine äquivalente Bedeckung mit Ni hingegen zeigt eine stark verminderte Depolarisierung. Bei Schichten mit den Alkalimetallen Cs und K, welche kein magnetisches Moment besitzen, wurde kein Depolarisierungseffekt festgestellt.

### **Neues multikritisches Verhalten in CeAs**

B. HÄLG und A. FURRER, Institut für Reaktortechnik, ETH Zürich, CH-5303 Würenlingen  
O. VOGT, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Diffuse kritische Neutronenstreuexperimente zeigen in CeAs ein bisher unbeobachtetes multikritisches Verhalten des Ueberganges zur magnetischen Ordnung bei  $T \sim 8$  K. Unterhalb  $T_N = 8.3$  K entwickelt das System antiferromagnetische AF/I Domänen mit grossen Korrelationslängen, aber wir beobachten gleichzeitig kurzreichweitige Fluktuationen mit demselben Wellenvektor, welche bei  $T^* = 7.3$  K maximale Intensität erreichen. Offensichtlich ordnet das magnetische Moment des einzelnen Ions bei  $T_N$ , während die Richtungen der Momente relativ zum Kristallgitter noch fluktuieren und erst unterhalb  $T^*$  ordnen. Messungen des magnetischen Anregungsspektrums mittels inelastischer Neutronenstreuung bestätigen unsere Vorstellung, dass  $1\vec{q}$  und  $3\vec{q}$  AF Strukturen miteinander konkurrieren.

### **Low temperature thermal conductivity of TmSe**

O. MARTI, W. ODoni and H. R. OTT, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Zürich, CH-8093 Zürich

Most investigations on transport properties of intermediate valent (homogeneously mixed valent) materials have been concentrated on measurements of electrical conductivity, thermopower, Hall effect and, more recently, tunneling and point-contact spectroscopy. Another quantity which may give interesting information on various scattering mechanisms but was only scarcely considered so far, is the thermal conductivity  $\lambda$ .

We report experimental data on the thermal conductivity of single crystalline, stoichiometric TmSe between 0.1 and 10 K, including variations of  $\lambda$  upon application of external magnetic fields. The zero field results reveal a strong anomaly of the lattice conductivity around the magnetic ordering temperature. As was found for the electrical resistivity, distinct variations of  $\lambda$  are observed in external magnetic fields which depend, however, in a more complicated way on temperature.

### **Low temperature specific heat of USb and UTe**

H. RUDIGIER, CH. FIERZ, H. R. OTT and O. VOGT, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Zürich, CH-8093 Zürich

We report measurements of the specific heat  $c_p$  of USb and UTe between 0.1 and 10 K, attempting to determine the electronic and the lattice contributions to

$$c_p = \gamma T + \delta T^3$$

in this temperature range. For these experiments we used specimens consisting of one single crystal of each material, respectively. Because in these compounds, a reliable evaluation of  $\gamma$  may be hampered by contributions of nuclear specific heat, our measurements were extended to about 0.1 K. Below 1 K, the measured specific heat is dominated by the nuclear specific heat due to  $^{235}\text{U}$  nuclei, and these data serve to estimate the influence of this contribution at temperatures above 1 K. Both  $\gamma$  and  $\delta$  are appreciably smaller in USb than in UTe, indicating distinct differences in the electronic structure and the lattice properties of the two substances.

### **Caractéristiques tunnel de systèmes en effet de proximité**

J.-M. TRISCONE et Ø. FISCHER, Institut de Physique, DPMC, Université de Genève, 24, Quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4

Des jonctions du type Pb-Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-In et (PbBi)Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-In ont été réalisées. La supraconductivité est induite par le Plomb (PbBi) dans la couche d'Aluminium dont l'épaisseur varie entre 300 et 1000 Angströms suivant les échantillons. La contre-électrode est en Indium. Les caractéristiques tunnel observées diffèrent profondément de celles obtenues dans des jonctions S-I-S, une bande d'états quasi-liés est mise en évidence au-dessous du potentiel de paires du Plomb, (PbBi), ceci même pour les couches d'Aluminium les plus minces.

### **Switching properties of NiFe magnetoresistive sandwich structures as a function of their geometrical dimensions**

J. L. BERTCHIER, K. SOLT and T. ZAJC, Central Research and Development, LANDIS & GYR Zug Corp., CH-6301 Zug

The properties of magnetoresistive sandwich structures (NiFe/SiO/NiFe) with different aspect ratios (length/width) are presented and compared with results



from single NiFe layer structures. The best results for the switching behavior in terms of Barkhausen noise, threshold field and reproducibility are found for the sandwich structures, particularly for the smallest dimensions investigated ( $10 \times 100 \mu\text{m}$ ). The micromagnetic structure of these devices is illustrated using a ferrofluid technique. Deviations from the single magnetic domain model of Stoner–Wohlfarth are discussed.

### **E-beam deposition of thin permalloy films for magnetoresistive switching application**

K. SOLT, Central Research and Development, LANDIS & GYR Zug Corp., CH-6301 Zug

The magnetic properties of thin films are very sensitive to the internal stress in the crystal lattice, which is attributed mostly to the oxygen contamination. A method to reduce the oxygen partial pressure during the film deposition cycle to the  $10^{-12}$  Hgmm range is presented here.

The effect of the reduced oxygen partial pressure onto the magnetic properties ( $H_c$ ,  $\alpha$ ) and the reproducibility is discussed.

### ***Spectroscopie NMR et $\mu\text{SR}$ , Divers***

#### **Dipolare Aufspaltung des $^7\text{Li}$ -Kernresonanzsignals in $\beta$ -Eukryptit ( $\text{LiAlSiO}_4$ )**

E. SCHWEICKERT, D. BRINKMANN, M. MALI und J. ROOS, Physik-Institut der Universität Zürich, Schönberggasse 9, CH-8001 Zürich

$\beta$ -Eukryptit zeigt eine nahezu eindimensionale Ionenleitfähigkeit. Die beweglichen Li-Ionen sind in Strukturkanälen entlang der hexagonalen  $c$ -Achse eingelagert. Die  $^7\text{Li}$ -Resonanzlinie in  $\beta$ -Eukryptit wird durch quadrupolare Wechselwirkung in eine Zentrallinie und Satelliten aufgespalten. Bei der Zentralkomponente kann noch eine zusätzliche Aufspaltung in ein 'Triplett' beobachtet werden. Wir berechneten das Linienspektrum einer Kette von vier  $^7\text{Li}$ -Kernen (Spin  $3/2$ ) mit magnetischer Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen nächsten Nachbarn. Es ergab sich eine gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Spektrum. Die dipolare Aufspaltung verschwindet bei 550 K. Dies lässt darauf schliessen, dass bei dieser Temperatur ein Übergang von korrelierter zu unkorrelierter Li-Diffusion stattfindet.



### **Hyperfine splitting of muonium in SiO<sub>2</sub> powder**

R. F. KIEFL, B. D. PATTERSON and E. HOLZSCHUH, Physik-Institut der Universität Zürich, Schönberggasse 9, CH-8001 Zürich  
D. R. HARSHMAN, Department of Physics, University of British Columbia, Vancouver, Canada

The hyperfine splitting of muonium ( $\mu^+e^-$ ) in evacuated SiO<sub>2</sub> powder (70 Å mean diameter) has been measured over the temperature range 7–295 K using the  $\mu$ SR technique. The hyperfine splitting remains close to the vacuum value (4463.3 MHz) above 100 K indicating the muonium is moving freely in the void regions between powder grains at higher temperatures. At lower temperatures it drops rapidly to  $4446.5 \pm 3$  MHz corresponding to a shift of  $-16.8 \pm 3.0$  MHz relative to the vacuum value. This is opposite in sign and about one half the magnitude of the shift observed in bulk quartz<sup>1)</sup> ( $+32.9 \pm 0.4$  MHz at 296 K). We attribute the sharp decrease to thermal adsorption of muonium atoms on the SiO<sub>2</sub> surface.

#### **REFERENCE**

[1] E. HOLZSCHUH, W. KÜNDIG and B. D. PATTERSON, *Helv. Phys. Act.* 54, 552 (1981).

### **The transition from Mu to Mu\* in diamond**

W. ODERMATT, E. HOLZSCHUH, W. KÜNDIG, P. F. MEIER and B. D. PATTERSON, Physik-Institut der Universität Zürich, Schönberggasse 9, CH-8001 Zürich  
J. P. F. SELLSCHOP and M. C. STEMMET, Nuclear Physics Research Unit, University of the Witwatersrand, Johannesburg 2001, South Africa

Muon spin rotation ( $\mu$ SR) measurements in powdered diamond in zero magnetic field have shown that an irreversible transition from the isotropic, mobile normal muonium state (Mu) to the anisotropic, immobile anomalous muonium state (Mu\*) takes place with a temperature-dependent rate. We report measurements on a single crystal diamond in applied fields in the vicinity of the crossing of the Mu and Mu\* precession frequencies. The frequency crossing allows a coherent polarization transfer between the two states and gives rise to a dramatic maximum in the final Mu\* state amplitude as a function of applied field. A determination of the crossing field makes possible an assignment of the relative sign of the hyperfine interactions in the two states.

### **Leitfähigkeitsmessung an Eisbohrkernen für klimatische Anwendungen**

J. SCHWANDER, B. STAUFFER und H. OESCHGER, Physikalisches Institut, Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Die Messung der elektrischen Leitfähigkeit von ungeschmolzenen Eisproben (ECM: Electrical Conductivity Measurement) hat sich in letzter Zeit als leistungsfähige und einfache Analysemethode von Bohrkernen aus Gletschern und polaren Eiskappen bewährt. Sie kann sowohl zur Datierung der Bohrkernkerne als auch für

Aussagen über klimatische Parameter, wie beispielweise Vulkanaktivität, verwendet werden. Es werden zwei spezielle Aspekte der ECM betrachtet: Beim ersten geht es um die Abschätzung von Oberflächen- und Volumenleitfähigkeit und beim zweiten um einen Alterungseffekt, der sich bei Bohrkernen, die während einer gewissen Zeit gelagert wurden, in einer reduzierten Leitfähigkeit der Oberflächenschicht äussert. Es wurde untersucht, wie dieser Alterungseffekt von der Zusammensetzung der Atmosphäre, in der das Eis gelagert wurde, abhängt.

### **Exakte Elektronenmasse und Wasserstoff/Elektron-Massenverhältnis aus dem Hubble-Gesetz<sup>1)</sup>**

J. T. MUHEIM, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Die Natur ist meist dann sehr paradox, wenn Quantenphänomene direkt sichtbar werden. Seit kurzem steht fest, dass das Hubble-Gesetz des Universums als ein fundamentales Strukturgesetz zu verstehen ist. Galt bisher die als Dopplereffekt interpretierte Rotverschiebung der Galaxien als Beweis schlechthin für die Expansion des Universums, so folgt in der neuen Sicht des Hubble-Gesetzes bloss, dass die Unschärferelation auch auf der kosmischen Skala gilt. In der Tat ist das Hubble-Gesetz identisch mit der Unschärferelation, wobei offenbar alle wesentlichen Quantenbedingungen – Wirkungs-, Spin-, magnetische Fluss-, Ladungsquantisierung etc. – zu einer einzigen fundamentalen Relation, eben dem Hubble-Gesetz zusammenfliessen. Trägt man dem Umstand Rechnung, dass der universale Orts-Impuls-Phasenraum wirkungsquantisiert, d.h. in  $h^3$ -Zellen eingeteilt ist, so lassen sich die Elektronenmasse und das Wasserstoff/Elektron-Massenverhältnis vollständig einfach und exakt aus Grössen des Parametermodells (PM) berechnen [1]. Dies bedeutet, dass die Existenz von Elementarteilchen an sich wie auch deren Beschaffenheit unvermeidbar mit der Quantenstruktur des Universums verknüpft sind und v.v. Damit rückt nicht nur die Lösung des Massenproblems in Reichweite, sondern werden überdies unerwartete neue Einblicke ins Wesen der Gravitation gewonnen.

Der Einfachheit halber soll für die Darstellung der konzeptionell kürzeste Weg beschritten werden. In der Sicht des erweiterten PM existiert zu jedem Wert der typischen Wellenlänge  $\lambda$  der rotschiebenden Planckstrahlung (= heutige 3K-Strahlung) des expandierenden Universums eine (interaktive) Masse  $m$  mit dem Comptonradius  $r = \hbar/mc$  so, dass gilt:

$$r^2 \lambda = \lambda_e^3 = (h/m_e c)^3 \quad (1)$$

D.h. das Volumen des Prismas der Länge  $\lambda$  (= Dimension der an der Expansion teilnehmenden 'Vakuumstrahlungskavität') und der Grundseite  $r$  ist stets konstant und gleich dem Volumen des Kubus der Kante  $\lambda_e$ , wo  $\lambda_e$  die Elektron-Comptonwellenlänge ist.  $r$  und  $\lambda$  variieren invers und kontinuierlich. Das Produkt aus  $\lambda$  und der 'gravitativen Knotenzahl'  $f_g = (R/\lambda)_g = \text{const.}$  liefert den zeitabhängigen Weltradius  $R = \lambda f_g = ct$ . Falls  $m$  gerade mit einer wichtigen Masse, z.B. einer

<sup>1)</sup> Meinem verehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. G. Busch, zum 75. Geburtstag.

Elementarteilchenmasse  $m_i$ , koinzidiert, so ist  $R$  ausgezeichnet. Für solche Radian, bzw. kosmische Entfernungen, sind universale Phänomene zu erwarten. Für  $R(m)$  gilt:

$$R(m) = \lambda f_g = \frac{\lambda_e^3}{r^2} f_g = \frac{\lambda_e^3 c^2 f_g}{\hbar^2} m^2 = \text{const. } m^2 \quad (2)$$

Beim Urknall vor ca. 13–15 Milliarden Jahren [2] hatte  $R$  den minimalen Wert  $R_0 = 2.7 \times 10^{-6} \text{ m}$ . Die gesamte universale Materie der Masse  $M_u = 1.854 \times 10^{52} \text{ kg}$  war dann in der  $R_0$ -Kugel untergebracht. Am relativistischen Rand  $R_{g,v \rightarrow c} = c/H_g = 18.64 \times 10^9 \text{ Lj}$  hat  $m$  den Wert  $m_0$  ( $i=0$  deutet Einheitswechselwirkung  $\alpha_0 = 1$  an).  $H_g$  ist die strikt konstante gravitative Hubble-Konstante. Sie ist im PM exakt berechenbar.  $m_0$  ist ausgezeichnet: dividiert man  $m_0$  mit  $\zeta_i = 1/\sqrt{\alpha_i}$ , so entstehen die für die Hauptwechselwirkungen verantwortlichen Comptonmassen  $m_i = m_0/\zeta_i \cdot \alpha_i$  ist dabei die Feinstrukturkonstante der  $i$ -ten Wechselwirkung:  $\alpha_i = e_i^2/\hbar c = e_i^2/e_0^2 \cdot m_i$  und die formale Ladung  $e_i$  sind direkt proportional ( $m_i$  = ladungsäquivalente Masse [3]). Für  $m \neq m_i$  ( $i=0, f, s, w, b, g$ -Wechselwirkungen, mit der Bedeutung Einheit, stark, elektromagnetisch, schwach, biologisch und gravitativ) haben  $m$  bzw.  $e$ , bzw.  $\alpha_{f0}(R)$  rein formale interaktive Bedeutung. Es gilt also formal:

$$\alpha_{f0}(R) = \frac{R}{R_{g,v \rightarrow c}} = \frac{\lambda_e^3 c f_g H_g}{\hbar^2} m^2 = \frac{m^2}{m_0^2} \quad (3)$$

Nach dem PM ist die starke Feinstrukturkonstante ( $i=f$ )  $\alpha_f = 1/\pi$ , mit der zugehörigen Masse  $m_f$  gleich der Protonmasse  $m_p$  (oder in unserer Näherung gleich der Wasserstoffmasse  $m_H$ ). Also gilt  $m_0 = \zeta_f m_f = \sqrt{\pi} m_p \cong \sqrt{\pi} m_H$ . Die gravitative ( $i=g$ ) protonische (bzw.  $H$ !) Feinstrukturkonstante ist andererseits  $\alpha_{g,H} = \alpha_H = G m_H^2/\hbar c$ .  $\alpha_i$ ,  $f_i$  und das Photon/Nukleon-Verhältnis  $S_\gamma$  sind nach dem PM für beliebige Wechselwirkung wie folgt verknüpft:

$$S_\gamma f_i = \alpha_i^{-1} = \zeta_i^2 \quad (4)$$

Für gravitativ koppelnde Expansion gilt also speziell  $S_\gamma f_g = \alpha_H^{-1}$ . Für  $m_0$  folgt aus (3) und (4) mit  $i=g$ :

$$m_0^2 = \frac{\hbar^2}{\lambda_e^3 c f_g H_g} = \pi m_H^2 = \frac{\pi \hbar c \alpha_H}{G} = \frac{\pi \hbar c}{G S_\gamma f_g} \quad (5)$$

Aus dem 2. und 5. Ausdruck in (5) lässt sich mit  $\lambda_e = h/m_e c$  auf die Elektronenmasse  $m_e$  lösen:

$$m_e = \sqrt{\frac{2\pi^2 \hbar^2 H_g}{G S_\gamma c}} \quad (6a)$$

Entsprechend folgt aus dem 2. und 3. Ausdruck in (5) auf das Wasserstoff/Elektron-Massenverhältnis  $m_H/m_e$  gelöst:

$$\frac{m_H}{m_e} = \sqrt{\frac{c^2}{4\pi^3 f_g \hbar H_g}} m_e = \sqrt{\frac{c}{4\pi^3 f_g}} \sqrt[3]{\frac{2\pi^2 c^2}{\hbar H_g^2 G S_\gamma}} \quad (6b)$$

Die rechten Seiten von (6a) und (6b) enthalten nur die Naturkonstanten  $c$ ,  $\hbar$  und  $G$ , sowie die im PM exakt berechenbaren Parameter  $H_g$ ,  $f_g$ ,  $S_\gamma$  [1].

Mit  $S_\gamma = 9.7469 \times 10^8$ ,  $f_g = 1.7355 \times 10^{29}$ ,  $H_g = 1.6996 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1}$ ,  $\zeta_H = 1.3006 \times 10^{19}$ ,  $c = 2.997924 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ ,  $h = 6.626196 \times 10^{-34} \text{ Js}$ ,  $G = 6.6732 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2 \text{ kg}^{-2}$  folgen:

$$m_e = 0.91074 \times 10^{-30} \text{ kg} \quad (-2.3 \times 10^{-2} \%)$$

$$m_{e,\text{exp}} = 0.9109558 \times 10^{-30} \text{ kg}$$

$$m_H/m_e = 1837.57 \quad (1 \times 10^{-2} \%)$$

$$(m_H/m_e)_{\text{exp}} = 1837.378$$

Wir fügen noch den PM-Wert des Helium/Wasserstoff-Massenverhältnisses an:

$$m_{He}/m_H = 3.97051 \quad (-1.1 \times 10^{-2} \%)$$

$$(m_{He}/m_H)_{\text{exp}} = 3.97096$$

Die hohe Genauigkeit von  $m_e$ ,  $m_H/m_e$  und  $m_{He}/m_H$  scheint den Schluss zu erlauben, dass beim Phasenübergang im gravitativen 'Fleck' [1] bei  $T_F = 2251.5^\circ\text{K}$  neutrale  $H$ -Atome involviert sind. Die 'Rekombination' muss also früher stattgefunden haben, in Einklang mit dem Standardmodell [4]. Ferner folgt nun auch schlüssig, dass  $f_g$ ,  $S_\gamma$ ,  $H_g$  vergleichbar genau wie  $m_e$  sein müssen. Damit dürften diese Größen der astronomischen Beobachtung hinsichtlich Genauigkeit einen Faktor  $10^3$  bis  $10^4$  voraus sein. Die 'wahre' Genauigkeit des Modells ist natürlich geringer als die nur durch die Naturkonstanten begrenzte intrinsische Modellgenauigkeit.

Wie ergibt sich nun die herkömmliche Form des Hubble-Gesetzes:  $v = RH_g$ ? Die zur elektromagnetischen Wechselwirkung ( $i = s$ ) gehörige Comptonmasse ist angenähert gleich der Pionmasse  $m_\pi$ . Setzt man in (3)  $m = m_\pi$ , so wird  $\alpha_{f0}(m_\pi) \cong \alpha_s = 1/137$  (Sommerfeld-Feinstrukturkonstante). Im Bohr-Modell des Wasserstoffatoms aber ist  $\alpha_s = v/c$ , wo  $v$  die Geschwindigkeit des Elektrons im Grundzustand des  $H$ -Atoms ist. Der Vergleich des 1. und 2. Ausdrucks in (3) ergibt mit  $R_{g,v \rightarrow c} = c/H_g$  in diesem Fall gerade  $v = RH_g$ . Daraus folgt, dass das Hubble-Gesetz durch die Parametrisierung von  $\alpha_{f0}$  in der Form  $\alpha_{f0} = v/c$  gewonnen wird. Nach [1] ist dies bis  $R_{gr} = 10$  Milliarden Lj. erlaubt.  $R_{gr}$  ist die obere Grenze des eigentlichen Hubble-Bereichs. Im Gegensatz dazu ist  $\alpha_{f0}$  in der Verknüpfung mit  $R$  und  $m$  nach (3) stets gültig, d.h. von  $R_0$  bis  $R \rightarrow \infty$ , als Folge der Wirkungszunahme im Universum mit der 3. Potenz von  $R$  bzw.  $t$ . Das Hubble-Geschehen ist somit die kosmische Manifestation der Phasenraumunterteilung in  $h^3$ -Zellen.

Warum hat  $r^2\lambda$  in (1) exakt den Wert  $\lambda_e^3$ ? Dies ist offensichtlich die Folge davon, dass das Elektron mit seiner Ladung  $e_s$  in der formalen Wechselwirkung des expandierenden Universums eine zentrale stromdynamische Rolle spielt. Für diese Dynamik – welches immer ihre genaue Natur sei! – ist strikt die Ladungs- und Flussquantisierung zu verlangen. In [5] wurde empirisch nachgewiesen, dass der magnetische Minimalfluss  $\Phi_0 = h/2e_s = \Phi_L/2$  ist. Daraus folgt, dass das Zyklotronphoton des elementaren Elektronenstroms (harmonischer Oszillator!) den Impuls  $\hbar\omega/c = m_e c$  hat. Dies fixiert die Impulsunschärfe für annihilative und kreative Prozesse auf  $\Delta p = m_e c$ . Damit wird die Ortsunschärfe im Phasenraum  $\Delta V = h^3/(\Delta p)^3 = \lambda_e^3$ . q.e.d.



## LITERATUR

- [1] J. T. MUHEIM, *Helv. Phys. Acta* 54, 281 (1981) und 54, 596 (1981).
- [2] J. T. MUHEIM, *Positron Annihilation* (North Holland 1982) p. 43.
- [3] J. T. MUHEIM, *Helv. Phys. Acta* 55, 568 (1982).
- [4] S. WEINBERG, *The First Three Minutes* (Basic, New York) 1977.
- [5] J. T. MUHEIM, *Helv. Phys. Acta* 50, 584 (1977); 51, 33 (1978); 52, 24 (1979); *The Rare Earths in Modern Science and Technology*, Plenum Press, New York, Vol. 2 (1980) p. 429; Proc. 5th Intern. Conf. on Positron Annihilation, Lake Yamanaka, Japan, The Japan Institute of Metals (1979) p. 543.

## Zur universalen Rolle der Elementarteilchen – verschiedene Methoden der Massenbestimmung

J. T. MUHEIM, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

In der vorausgehenden Arbeit über die Bestimmung der Elektronenmasse wurde gezeigt, dass dem Hubble-Gesetz die  $h^3$ -Quantisierung des Phasenraums zugrundeliegt. Schreibt man statt  $v/c$  in allgemeinerer Form  $\alpha_{fo}$  für die formale Feinstrukturkonstante des expandierenden Universums, so kommt:

$$\alpha_{fo} = \frac{R}{R_{g,v \rightarrow c}} = \frac{m^2}{m_0^2} \quad (1)$$

wo  $R$  der zu  $\alpha_{fo}$  gehörige Weltradius (bzw. eine gleichwertige kosmische Distanz!),  $m$  eine Comptonmasse ist, und  $R_{g,v \rightarrow c} = ct_g = c/H_g$ ,  $m_0^2 = \hbar^2/\lambda_c^3 c f_g H_g = \pi m_p^2$ .  $m_0$  ist sehr angenähert gleich  $m_\Omega$ . Alle nachfolgend aufgeführten Methoden zur  $m$ -Bestimmung basieren auf (1).  $\alpha_{fo}$ ,  $R$ ,  $m$  variieren kontinuierlich. Koinzidieren  $\alpha_{fo}$  und/oder  $R$  mit quantenphysikalisch ausgezeichneten Werten, so sind für  $m$  ebenfalls ausgezeichnete Werte zu erwarten. Häufig – jedoch nicht immer! – sind es dann Massen bekannter oder noch unbekannter Elementarteilchen oder Resonanzen. Verschiedene Möglichkeiten führen zu ausgezeichneten  $\alpha_{fo}$ - bzw.  $R$ -Werten. Sie alle basieren auf dem empirisch abgestützten, im übrigen aber exakten erweiterten Parametermodell (PM) [1]. Nachfolgend seien 5 Methoden skizziert. In der Tabelle 1 werden die berechneten Massen (2.–6. Kolonne) mit den mutmasslichen Teilchenmassen (1. Kolonne) verglichen. Die prozentuale Abweichung bezieht sich auf die exakte gemessene Masse [4, 5].

### 1. Methode (1.M)

Die  $\zeta_i$ -Zahlen  $\zeta_i = 1/\sqrt{\alpha_i}$  für beliebige Hauptwechselwirkung  $i$  spielen eine beherrschende Rolle im Teilungsproblem der Urmassen und Urladungen in die spätern realen oder struktural-formalen (stabilen) Konstituenten. Dieses extrem komplexe Geschehen ist erst andeutungsweise erahnbar. Oft sind Quantenradien mit einem einzelnen, besonders ausgezeichneten Radius (z.B. dem Fleckradius  $R_F$ ) über einfache oder gemischte  $\zeta_i$ -Potenzen verknüpft, denen gelegentlich noch ein Faktor  $a$  vorangeht.  $a$  ist in der Regel 1, oder aber 2 wegen der ausgezeichneten Rolle von  $2\pi = 2\zeta_f^2$ . In der 2. Kolonne von Tabelle 1 sind die Massen angegeben für die Radien der Form  $a\zeta_f^k \zeta_s^1 R_F$ . Da die Massen der Mesonen und

TABELLE 1

|                         | 1.M.                  | 2.M.                        | 3.M.         | 4.M.   | 5.M.               |                |        |                  |        |       |                |        |     |
|-------------------------|-----------------------|-----------------------------|--------------|--------|--------------------|----------------|--------|------------------|--------|-------|----------------|--------|-----|
|                         | $m$                   | $\Delta m/m$                | $R$          | $m$    | $\Delta m/m$       |                |        |                  |        |       |                |        |     |
| $m_{\text{beob.}}$ (kg) | $a_{\zeta_F^1}^{K^+}$ | $m$                         | $\Delta m/m$ | $R$    | $m$                |                |        |                  |        |       |                |        |     |
| $\mu^\pm$               | 1.8835 (-28)          | $\zeta_F^2$                 | 1.8701       | -0.7   | $\lambda_{S2}$     | -4.9           |        |                  |        |       |                |        |     |
| $\pi^\pm (\pi^0)$       | 2.4880 (-28)          | $\zeta_F^3$                 | 2.4897       | 0.07   | $\lambda_{S1}$     | 1.0            |        |                  |        |       |                |        |     |
| $K^\pm (K^0)$           | 8.8005 (-28)          | $2\zeta_F^2 \zeta_S$        | 9.0490       | 2.0    | $\lambda_{f4}$     | -0.1           |        |                  |        |       |                |        |     |
| $\eta$                  | 0.9783 (-27)          | $\zeta_F^{-1} \zeta_S^2$    | 0.9277       | -5.2   | $\lambda_{f2}$     | 27             |        |                  |        |       |                |        |     |
| $(P/\nu/2)$             | (1.1827(-27))         | $\zeta_S^2$                 | 1.2362       | 4.5    | $\lambda_{f2}$     | 5.1            |        |                  |        |       |                |        |     |
| $P(n)$                  | 1.6726 (-27)          | $\zeta_F^2 \zeta_S^2$       | 1.6444       | -1.7   | $\alpha_{f=1/\pi}$ | 5.1            |        |                  |        |       |                |        |     |
| $\Phi(\bar{s}s)$        | 1.8176 (-27)          |                             | $a_g$        | 1.8057 | -0.70              | $\lambda_{f1}$ | 1.7584 |                  |        |       |                |        |     |
| $\Lambda(uds)$          | 1.9887 (-27)          |                             |              |        |                    |                |        |                  |        |       |                |        |     |
| $\Sigma^-(dds)$         | 2.1344 (-27)          | $\zeta_F^{2-2} \zeta_S^2$   | 2.1893       | 2.5    | $R_{\omega 1}$     | 2.2252         | 4.2    | $\lambda_{O2}$   | 2.1473 | 0.6   |                |        |     |
| $\Delta^{++}(uuu)$      | 2.1963 (-27)          |                             | $R_{gr}$     | 2.1772 | -0.87              | $R_{\omega 1}$ | 2.2252 | 1.3              |        |       |                |        |     |
| $\Xi^0(uss)$            | 2.3440 (-27)          |                             |              |        | $R_{S1}$           | 2.3179         | -1.1   |                  |        |       |                |        |     |
| $\Xi^-(dss)$            | 2.3554 (-27)          |                             |              |        | $R_{A1}$           | 2.3736         | 0.77   | $\lambda_{f1/2}$ | 2.4868 | 5.6   |                |        |     |
| Gluon-Ball              | 2.4958 (-27)          |                             |              |        | $R_{31}$           | 2.5034         | 0.30   |                  |        |       |                |        |     |
| $K^-(sss)$              | 2.9814 (-27)          | $\zeta_F^{3-2} \zeta_S^2$   | 2.9147       | -2.2   | $R_{21}$           | 2.9670         | -0.46  | $\alpha_O=1$     | 2.9670 | -0.46 | $\lambda_{O1}$ | 3.0368 | 1.9 |
| $\tau^-$                | 3.1807 (-27)          | $2\zeta_F^{2-2} \zeta_S$    | 3.0961       | -2.4   |                    |                |        |                  |        |       |                |        |     |
| $J/\psi(cc)$            | 5.521 (-27)           | $2\zeta_F^{4-2} \zeta_S$    | 5.4877       | -0.9   |                    |                |        |                  |        |       |                |        |     |
| $B^-(\bar{u}b)$         | $\approx 9.35$ (-27)  | $\zeta_F^{7-2} \zeta_S^2$   | 9.164        | -2.0   | $R_{\omega 2}$     | 8.894          | -4.8   |                  |        |       |                |        |     |
| $\chi(b\bar{b})$        | 1.6857 (-26)          | $2\zeta_F^{-1-4} \zeta_S^4$ | 1.536        | -6.9   | $R_{32}$           | 1.6022         | -4.9   |                  |        |       |                |        |     |



Baryonen nicht stark variieren, kommen für  $i$  nur die Einheits (0)-die starke (f) und elektromagnetische (s) Wechselwirkung in Frage. Das PM liefert  $R_F = 2.233 \times 10^{23} \text{ m}$ ,  $R_{g,v \rightarrow c} = 1.763 \times 10^{26} \text{ m}$ ,  $\zeta_f = \sqrt{\pi} = 1.7725$ ,  $\zeta_s = 1/\sqrt{\alpha_s} = 11.707$ ,  $m_0 = 2.967 \times 10^{-27} \text{ kg}$ .

## 2. Methode

$R$  ist ein aus dem PM bekannter wichtiger Quantenradius oder -durchmesser. Als solche figurieren: der Schwarzschildradius  $R_{ss}$  und der Schwarzschilddurchmesser  $D_{ss} = 2R_{ss}$  der Gesamtbaryonenmasse  $M_u$ ,  $D_{ss} = 2(2GM_u/c^2) = 5.506 \times 10^{25} \text{ m}$ ; der gravitative Bohrradius  $a_g = \hbar_e/\alpha_{g,p} = 6.513 \times 10^{25} \text{ m}$ ; der Grenzradius des eigentlichen Hubble-Regimes  $R_{gr} = 9.494 \times 10^{25} \text{ m}$  und der relativistische Grenzradius  $R_{g,v \rightarrow c} = 1.763 \times 10^{26} \text{ m}$  (3. Kolonne).

## 3. Methode

$R$  koinzidiert mit einem Uebergang im Lyman- oder Balmer-Spektrum des H-Atoms [1, 2]. Für die modellmässige Abklingzeit gilt:  $\tau_{mn} = \text{const. } \lambda_{mn}^2$  wo  $\lambda_{mn}^{-1} = R_y(1/n^2 - 1/m^2)$ . Der  $2 \leftrightarrow 1$ -Uebergang ist mit der schwachen Hubble-Konstante  $H_w$  verknüpft:  $\tau_{21} = r_{w,v \rightarrow c}/c = \tau_w = 1/H_w$ . Wegen formal identischer gravitativer und schwacher Rezession gilt allgemein  $R/r = \alpha_w/\alpha_g$  und speziell  $(\alpha_w/\alpha_g)r_{w,v \rightarrow c} = R_{g,v \rightarrow c} = c/H_g$ , also auch, und mit (1)

$$R_{mn} = \left(\frac{3}{4}\right)^2 \frac{R_{g,v \rightarrow c}}{\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right)^2}, \quad m_{mn} = \frac{3}{4} \frac{m_0}{\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right)}$$

Dabei gilt für die Lyman-Serie:  $n = 1$ ,  $m = 2, 3, 4 \dots$ , und für die Balmer-Serie:  $n = 2$ ,  $m = 3, 4 \dots$  (4. Kolonne).

## 4. Methode

$\alpha_{f0}$  koinzidiert mit einer der Feinstrukturkonstanten der Hauptwechselwirkungen. Das derzeitige Verständnis des PM legt 6 Wechselwirkungen nahe. Davon liegen die Einheits (0,  $\alpha_0 = 1$ )-, starke (f,  $\alpha_f = 1/\pi$ ) und elektromagnetische (s,  $\alpha_s = 1/137$ ) Wechselwirkung im Bereich der Elementarteilchen (5. Kolonne).

## 5. Methode

Diese Methode basiert auf der Hypothese, dass zu jeder Haupt-Wechselwirkung  $i$  im physikalischen Raum eine Bildkugel vom Radius  $B_i$  existiert.  $R$  ist ausgezeichnet, wenn  $\lambda = R/f_g$  in der Kugel stehende Wellen bildet. Dabei scheinen nur jene Halbwellen-Vielfachen ausgezeichnet, die in Analogie zum elektrischen Multipol stehen:  $2B = n(\lambda/2)$ , wo  $n = 2^l$  mit  $l = 0, 1, 2, \dots$  die Werte 1 (Monopol), 2 (Dipol) 4 (Quadrupol), 8 (Oktupol) etc. annimmt. Die zugehörigen Wellenlängen seien mit  $\lambda_{i1/2}$ ,  $\lambda_{i1}$ ,  $\lambda_{i2}$ ,  $\lambda_{i4}$ , allgemein:  $\lambda_{in/2}$ , bezeichnet.

Für  $i = a(g), b, w, s, f, 0$  gilt bzw.  $B_{a(g)} = R_{P1} = 1.616 \times 10^{-35} \text{ m}$ ,  $B_b = 2\zeta_f^2 \zeta_s R_{P1} = 1.206 \times 10^{-33} \text{ m}$ ,  $B_w = r_e = 2.817 \times 10^{-15} \text{ m} = R_0/S_\gamma$ ,  $B_s = \sqrt{2} R_0 = 3.645 \times 10^{-6} \text{ m}$ ,  $B_f \cong a_{\delta s} = 1.784 \times 10^{-4} \text{ m}$  und  $B_0 \cong \sqrt{2} \lambda(a_i) = 5.317 \times 10^{-4} \text{ m}$ , wo  $a_i$  gleich  $i$ -ter Bohrradius und  $a_{\delta s} = (m_p/m_e)^2 a_s$  (6. Kolonne).

## Weltradius und Lebensdauer von Elementarteilchen

Wie nach 3.M. (vierte Kolonne von Tabelle 1) ersichtlich, koinzidieren  $\Sigma^-$ ,  $\Xi^-$  und  $\Omega^-$  mit ihren gravitativ ausgezeichneten Radien  $R_{m1} \sim m_{m1}^2$  mit den Abklingzeiten  $\tau_{m1}$  für  $m \leftrightarrow 1 = \infty \leftrightarrow 1$ ,  $4 \leftrightarrow 1$  und  $2 \leftrightarrow 1$  des  $H$ -Lyman-Spektrums in schwacher Wechselwirkung [1, 2]. Dies deutet für die Teilchen eine gewisse Wasserstoffartigkeit an. Heisst das nun, dass auch die Lebensdauern der 3 Teilchen annähernd  $\tau_{m1}$  genügen? Mit  $\tau_{m1} = (3\epsilon_0 c m_e / 2\pi e_s^2) R_y^{-2} (1 - 1/m^2)^{-2}$  wird  $\tau_{\Sigma^-} = \tau_{\infty 1} / 2.52 = 1.482 \times 10^{-10} \text{ s}$  und  $\tau_{\Xi^-} = \tau_{41} / 2.59 = 1.641 \times 10^{-10} \text{ s}$ . Da nach [3] der aktuelle Weltradius  $13\text{--}15 \times 10^9 \text{ Lj}$  zwischen  $4 \leftrightarrow 1$  und  $2 \leftrightarrow 1$ , oder in der Nähe von  $3 \leftrightarrow 1$  liegt, so darf bei gleichbleibendem Reduktionsfaktor 2.56 die  $\Omega^-$ -Lebensdauer keinesfalls  $\tau_{21} / 2.56 = 2.60 \times 10^{-10} \text{ s}$  erreichen, da die Wechselwirkung mit der  $3K$ -Strahlung eine Niveauverbreiterung von  $2 \leftrightarrow 1$  erzwingt. In der Tat gilt:  $\tau_{\Omega^-} = 0.819 \times 10^{-10} \text{ s} < 2.6 \times 10^{-10} \text{ s}$ . Dies wiederum impliziert, dass der wahre aktuelle Radius den Wert  $R(\Xi^-) = 11.2 \times 10^9 \text{ Lj}$  kaum unterschreiten kann, und auch  $R(\Omega^-) = R_{g,v \rightarrow c} = 18.6 \times 10^9 \text{ Lj}$  noch nicht erreicht haben kann. Die  $\Omega^-$ -Lebensdauer sollte daher zeitabhängig sein und mit zunehmendem Weltalter bis zum mutmasslichen Endwert  $\leq 2.6 \times 10^{-10} \text{ s}$  anwachsen. Was nun die Koinzidenzgenauigkeit mit einem ausgezeichneten Radius betrifft, lässt sich im Licht der QCD sagen: Hadronen mit einfacher, ungemischter Quarkstruktur sowie Leptonen führen auf Massen, die in der Regel weniger als 1% vom Messwert abweichen. Abweichungen von einigen % oder mehr scheinen indikativ für gemischte Quarkstrukturen, z.B.  $\Lambda$ ,  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$  etc. Beachtenswert scheint, dass den Grenzübergängen der Lyman-Serie 3-Quark-Teilchen, jenen der Balmer-Serie Quark-Antiquark-Teilchen angehören.

## LITERATUR

- [1] J. T. MUHEIM, *Helv. Phys. Acta* 54, 281 (1981) und 54, 596 (1981).
- [2] J. T. MUHEIM, *Helv. Phys. Acta* 55, 568 (1982).
- [3] J. T. MUHEIM, in: *Positron Annihilation* (North-Holland 1982) p. 43.
- [4] R. FROSCH, *Helv. Phys. Acta* 50, 205 (1977).
- [5] H. FRITZSCH, *Quarks* (Piper, München 1981).

## Landau's intermediate state structure with straight normal-superconducting interface boundaries

T. MIYAZAKI and L. RINDERER, Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne, CH-1015 Lausanne-Dorigny

An extension [1] of Landau's laminar model has been modified to discuss a laminar structure where the boundaries between the normal and superconducting (N-S) domains are straight throughout a sample. Our expression for the transition

field  $h_{\perp}$  to the normal state is different from that obtained by Simonin and López [2]. It is shown that the experimental results of  $h_{\perp}$  used by Simonin and López are inappropriate to verify the formation of straight N-S boundaries.

#### REFERENCES

- [1] T. MIYAZAKI, J. Phys. Soc. Jpn. 44, 63 (1978).
- [2] J. M. SIMONIN and A. LÓPEZ, J. Low Temp. Phys. 41, 105 (1980).

### **Statique et dynamique de la couche mixte à deux dimensions dans des fils creux supraconducteurs de type I**

E. HOLGUIN, E. POSADA et L. RINDERER, Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne, CH-1015 Lausanne

Nous présentons une étude théorique et expérimentale de la statique et dynamique de l'état mixte à deux dimensions ( $M$ ) dans des échantillons creux de plomb et d'étain (supraconducteurs de type I). Dans ces expériences, cet état a pu être déplacé à l'intérieur des échantillons grâce au champ magnétique produit par un courant circulant dans un fil coaxial placé dans le trou. Dans l'étude de quelques cas dynamiques, lorsque la couche  $M$  subit un déplacement de la surface externe des échantillons creux d'étain à l'intérieur de ceux-ci, nous avons proposé un modèle théorique qui établit les conditions requises afin d'atteindre la situation stationnaire.

### **Etat intermédiaire dans les monocristaux supraconducteurs de type I**

P. ZWEIACKER et L. RINDERER, Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne, CH-1015 Lausanne

Dans les monocristaux supraconducteurs de première espèce, les domaines magnétiques de l'état intermédiaire obtenu en champ transversal subissent un ancrage uniforme uniquement dû aux impuretés. Sous l'effet d'un courant électrique dont l'intensité dépasse une certaine valeur critique bien déterminée, la structure d'état intermédiaire prend un mouvement uniforme et les caractéristiques courant-tension sont des droites. Nous avons mesuré systématiquement la pente de ces droites et leur abscisse à l'origine dans des échantillons de plomb et d'indium. Extrapolée pour un champ magnétique nul et une température nulle, la densité de courant critique apparaît constante dans le plomb mais proportionnelle à l'épaisseur de l'échantillon dans le cas de l'indium. Dans les deux cas, la connaissance de cette valeur extrapolée permet de prédire complètement le comportement électrodynamique d'un échantillon donné.

### **Interaction d'un défaut cristallin et d'un domaine magnétique dans les supraconducteurs de première espèce**

P. ZWEIACKER et L. RINDERER, Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne,  
CH-1015 Lausanne

Nous avons observé, par une méthode magnéto-optique, le déplacement d'une structure d'état intermédiaire dans des échantillons supraconducteurs présentant un joint de grains longitudinal. Alors que dans le plomb les tubes de flux ne sont guère perturbés par leur passage à travers le défaut du cristal, dans l'indium et dans l'étain, ils ont tendance à fusionner en traversant le joint de grain. Dans tous les cas, le défaut cristallin constitue un puits de potentiel pour les tubes de flux. Par contre, pour des domaines supraconducteurs en forme de filaments, le joint de grain peut s'opposer au déplacement comme le ferait une barrière. Ce phénomène est montré par un film obtenu dans un échantillon d'indium.

### **Mesures automatisées de la profondeur de pénétration du champ magnétique dans les métaux supraconducteurs de Plomb et les alliages de Plomb-Indium**

C. EGLOFF, A. K. RAYCHAUDHURI et L. RINDERER, Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne, CH-1015 Lausanne

La dépendance en température de la pénétration du champ magnétique dans le Plomb et les alliages Plomb-Indium a été étudiée dans le domaine de température  $2\text{ K} < T < T_c$ . Les valeurs expérimentales ont été analysées à l'aide de la théorie BCS mettant en évidence les difficultés de l'interprétation des résultats en fonction des paramètres théoriques. Ces résultats montrent que la valeur de la profondeur de pénétration à  $T = 0\text{ K}$  est de  $525\text{ Å}$  pour le Plomb. Cette valeur est consistante avec le caractère fort-couplage du Plomb.

### **Fabrication of multiflamentary Nb-Al superconducting wires**

D. ABUKAY and L. RINDERER, Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne,  
CH-1015 Lausanne

Fabrication of multiflamentary Nb-Al superconducting wires by powder metallurgy is reported. The effects of variations of Al concentration, size reduction, reaction temperature and reaction time on the critical current density  $J_c$  vs. applied field are presented. It has been found that without a diffusion barrier between Cu-jacket and the core of the wires the measured values of  $J_c$  were rather low and their micro-probe analysis prior to the reaction have revealed the existence of copper inclusions dispersed within the core. With a Ta-diffusion barrier much higher values to  $J_c$  were achieved, and a considerable increase in the homogeneity of the wires was observed.

## **Physique appliquée**

### ***Problèmes technologiques I***

#### **Supraleitung für die Fusion**

G. VÉCSEY, SIN, Schweizerisches Institut für Nuklearforschung, CH-5234 Villigen

Für die nächste Generation der Fusionsmaschinen mit magnetischen Plasmaeinschluss werden riesige Supraleitermagnete mit starken Feldern benötigt. Bei der Entwicklung dieser Komponenten hat die Schweiz eine weltweit führende Stellung inne. Die zwei Hauptprojekte auf diesem Gebiet, der Large Coil Task des IEA und SULTAN des Euratom, werden vorgestellt, die Gesamtprobleme aus technologischer Sicht und spezifisch schweizerische Aspekte wurden behandelt.

#### **TEXTOR Probenmanipulator**

U. STIEFEL und P. MARMY, Eidg. Institut für Reaktorforschung, CH-5303 Würenlingen

Der Tokamak TEXTOR ist ein Fusionsexperiment der Euratom an der KFA Jülich, das speziell für technologische Untersuchungen angelegt wurde. Die Schweiz ist daran im Rahmen der IEA Verträge über die Plasma-Wand Wechselwirkung beteiligt. Die Aufgabe des EIR bestand darin, einen Manipulator auszulegen und zu bauen, der es erlaubt, Wandmaterialproben unter Ultrahochvakuum und bei hohen Temperaturen aus dem TOKAMAK auszubauen. Dabei wurden wesentliche Erfahrungen auf dem Gebiet des 'remote handling' unter fusionsrelevanten Bedingungen gewonnen.

#### **Blanket design**

R. BROGLI und J. F. JAEGER, Eidg. Institut für Reaktorforschung, CH-5303 Würenlingen

Im vergangenen Jahr wurde eine Konzeptstudie über die Auslegung der ersten Wand und des Blankets eines hybriden Reversed Field Pinch Reaktors durchgeführt. Ein Hybridsystem besteht darin, dass im Blanket des Fusionsreaktors Brennstoff für Spaltreaktoren erzeugt wird. Der Reversed Field Pinch ist eine tokamakähnliche Konfiguration von der erhofft wird, dass sie durch rein ohm'sche Heizung, also ohne Zusatzheizung die Zündbedingungen durch eine erste Wand hoher elektrischer Leitfähigkeit erreichen kann. Die Studie ist stark interdisziplinär und umfasst die Neutronik, Thermohydraulik, Festigkeit und Materialeigenschaften. Erste Resultate zeigen, dass die Verschlechterung der Festigkeit und der Leitfähigkeit durch die Bestrahlung für diesen Typ nur eine ungenügende Lebensdauer erwarten lassen.



### **The gyrotron: A high power millimeter wave source**

M. Q. TRAN, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne

It is recognized that the electromagnetic wave at the electron cyclotron frequency can be used to create a plasma in a reactor, to control its stability and to bring it to thermonuclear condition. The high power millimetric wave sources, that is required, are called gyrotrons. We shall describe the mechanism of a gyrotron, the present state of the art and the future development in this field.

### **Méthodes avancées**

#### **Muon induced nuclear fusion**

W. H. BREUNLICH, University of Vienna and Austrian Academy of Sciences, Boltzmanngasse 3, A-1090 Vienna, Austria

A review of the atomic and molecular physics typical for muonic hydrogen is presented. It is the occurrence of muonic molecular ions [e.g.  $(p\mu d)^+$ ,  $(d\mu d)^+$ ,  $(d\mu t)^+$ ], which enables spontaneous fusion of the hydrogen nuclei in a molecule. Special attention will be paid to the hyperfine effects (see contribution to this conference, W. H. Breunlich et al.) in the resonant formation of muonic molecules, which have newly excited interest in this unique phenomenology.

#### **Hyperfeinstrukturabhängigkeit der resonanten $d\mu d$ -Molekülbildung bei Temperaturen von 25 K bis 150 K**

W. BREUNLICH, M. CARGNELLI, H. FUHRMANN, P. KAMMEL, J. MARTON, P. PAWLEK, J. WERNER und J. ZMESKAL, Oesterr. Akademie der Wissenschaften, Wien

W. BERTL, LHE der ETH Zürich

C. PETITJEAN, SIN, CH-5234 Villigen

Wir berichten über Messungen der  $\mu$ -induzierten ( $d, d$ )-Fusion im reinen Deuterium bei diversen Dichten und bei Temperaturen von 25 K bis 250 K. Die beobachteten Zeitverteilungen zwischen den  $\mu$ -Stopps und Fusionsneutronen zeigen neben der erwarteten  $\mu$ -Lebensdauer noch eine schnelle dichteabhängige Zeitkomponente. Die Fusionsausbeuten differieren bis zu 2 Größenordnungen und sind stark temperaturabhängig. Diese Phänomene lassen sich durch Spin-Übergänge der  $\mu d$ -Atome und durch mehrere Resonanzen der Mesomolekülbildungsrate einzelner Hyperfeinstrukturen erklären.



## **Problèmes technologies II**

### **Fusionstechnologieprogramm des EURATOM**

G. VÉCSEY, SIN, Schweizerisches Institut für Nuklearforschung, CH-5234 Villigen

Die Schweiz ist seit einigen Jahren aktiv am fusionsorientierten Forschungsprogramm des EURATOM beteiligt. Neben dem Grundlagenprogramm und dem JET wird der Technologie zukünftiger Fusionsanlagen wachsende Bedeutung zugemessen. Die gegenwärtige europäische Planung bietet den schweizerischen Bemühungen auf dem Gebiet der angewandten Physik nützliche Ansatzpunkte, wie ein kurzer Ueberblick der laufenden Projekte zeigt.

### **Elektronenstoss-induzierte physikalisch-chemische Prozesse an Festkörperoberflächen**

S. VEPŘEK, Anorganisch-chemisches Institut der Universität Zürich, CH-8057 Zürich

Es wird ein Uebersicht gegeben über neuere experimentelle Resultate und ihre Deutung.

### **Magnete für Kernfusionsforschung**

A. KOCH, R. K. MAIX und J. RAUCH, BBC Brown Boveri & Cie., Abt. IS, CH-8050 Zürich

Mit zunehmender Grösse der Kernfusionsexperimente nach dem Prinzip des magnetischen Einschlusses werden an die entsprechenden Magnetsysteme erhöhte Anforderungen bezüglich mechanischer und dielektrischer Festigkeit gestellt. Anhand der Experimente ASDEX, JET und TFTR soll die Entwicklung hochfester Isolationssysteme, die in der Industrie in teilweiser Zusammenarbeit mit den entsprechenden Instituten durchgeführt wurde, aufgezeigt werden. Am Large Coil Project des ORNL, für das die Schweiz eine Spule beistellt, soll der Uebergang zu supraleitenden Spulensystemen demonstriert werden, bei denen zusätzlich noch hohe thermische Beanspruchungen ins Spiel kommen.

### **Pirex**

M. VICTORIA und U. STIEFEL, Eidg. Institut für Reaktorforschung, CH-5303 Würenlingen

Das Experiment PIREX (Proton irradiation experiment) dient der Untersuchung von Strahlenschäden der ersten, das Plasma direkt umgebenden Wand von Fusionsreaktoren. Die Lebensdauer der ersten Wand wird im wesentlichen

durch die Aenderung der Materialeigenschaften durch die Bestrahlung mit Neutronen hoher Energie bestimmt. Massgebend dafür sind die Versprödung und das 'swelling' (aufblähen), die vorwiegend durch die Produktion von He hervorgerufen werden. Im PIREX Experiment werden diese Effekte durch 590 MeV Protonen am SIN simuliert. Die in den letzten 3 Jahren erzielten Resultate sind sehr aufschlussreich.

## **Diagnostiques**

### **Laser induced fluorescence as a plasma diagnostic**

P. KOHLER and R. A. STERN, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Switzerland

A strongly density dependent fluorescence signal from singly ionized Neon in a gas discharge at low density ( $n_e \approx 10^{12} \text{cm}^{-3}$ ) has been obtained. A short ( $\approx 10$  nsec) laser pulse was used which yields time resolution of the order of the lifetime of the excited state. With an excimer pumped TMI dye laser at 366.3 nm and an interference filter observing at 377.7 nm, we could pump one of the three metastable states of Ne II and thus optically tag these ions. Narrow band pumping reveals some structure of the line arising from Zeemann splitting and Doppler broadening.

### **Ionentemperaturmessung mit einer Sonde nach Katsumata<sup>2)</sup>**

R. HAYOZ<sup>1)</sup>, E. EGGER, H. SCHNEIDER und B. G. VAUCHER, Physikinstitut der Universität, CH-1700 Freiburg

## **Einleitung**

Unter allen Methoden, mit hochfrequenten Feldern ein Plasma zu erzeugen und zu heizen, ist die Methode der Elektron-Zyklotron-Resonanz physikalisch die interessanteste. Die Ankopplung kann hier auf verschiedene Weise erfolgen. Am besten strahlt man eine zirkular polarisierte Welle in Richtung des Magnetfeldes ein. Hier muss der elektrische Feldvektor im Drehsinn der Elektronen umlaufen und die Frequenz mit der Elektron-Zyklotron-Frequenz zusammenfallen. Diese Methode ist wohl bekannt und oft angewendet und beschrieben.

Geschieht dies periodisch in kurzen Pulsen und sind die Stösse zwischen Elektronen und Ionen nicht zahlreich, so erhalten die Ionen sehr wenig Energie und man nahm deshalb auch meist an, dass sie kalt bleiben ( $T_e \gg T_i$ ).

<sup>1)</sup> Ständige Adresse: Eidg. Institut für Schnee- und Lawinenforschung, Weissfluhjoch Davos.

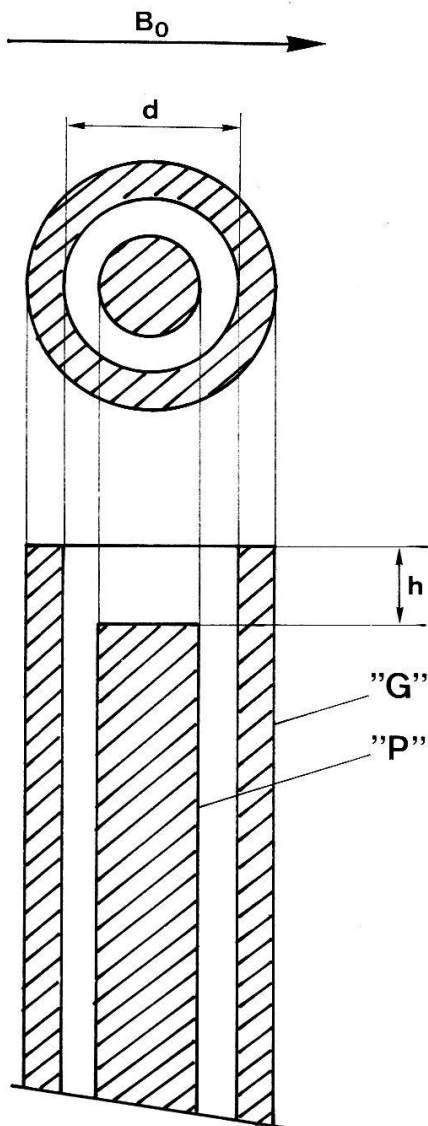
<sup>2)</sup> Diese Arbeit wurde durch die Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

Es ist aber sehr wichtig, das Verhältnis  $T_e/T_i$  zu kennen und da zwar stets  $T_e$  gemessen wird,  $T_i$  aber nur schwer zugänglich ist, haben wir es unternommen, die Ionentemperatur nach einer von Katsumata angegebenen Methode zu bestimmen [1, 2].

Bei diesen Experimenten wurde das Plasma durch eine zirkular polarisierte Welle in einem linearen Entladungsrohr erzeugt. Die mittlere Elektronendichte wurde mit einem 8 mm Interferometer bestimmt ( $\bar{n}_e \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ). Die Elektronentemperatur ergab sich aus der Charakteristik der Doppelsonde zu  $T_e = 3.5 \text{ eV}$ .

## Die Sonde

Das Prinzip und die Funktionsweise sollen hier nur kurz angedeutet werden. Im übrigen muss auf die Originalarbeiten verwiesen werden [1, 2]. Unsere Sonde besteht aus einer konzentrischen Anordnung von Elektroden (Fig. 1). Die wirk-



Figur 1  
Schema der Sonde

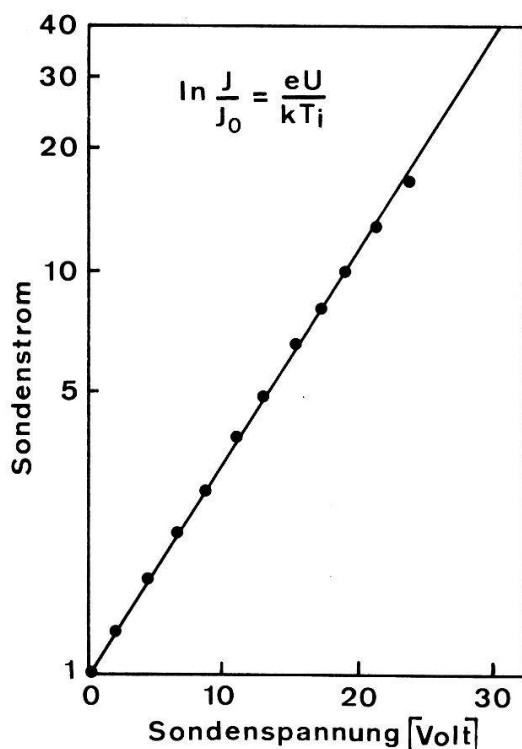
same Stirnfläche der zentralen Elektrode 'P' liegt um den Betrag  $h$  innerhalb der Hohlzylinder-Elektrode 'G'.

Betrachten wir die Richtung des Magnetfeldes  $B_0$ , so erkennen wir die Wirkungsweise der Sonde. Die Elektronen mit dem kleinen Zyklotronradius können bei geeignet gewähltem  $h$  die Elektrode 'P' nicht erreichen, wenn sie keine Stösse in diesem Bereich erfahren. Die Ionen hingegen – mit grossem Zyklotronradius – können diese Elektrode erreichen und dieser Strom wird gemessen. Aus der Sondencharakteristik  $I(U)$  kann  $T_i$  bestimmt werden unter der Voraussetzung, dass die Ionen nicht auch noch Stösse mit Neutralen erleiden. Man sieht, dass die Konstruktion der Sonde schon wesentlich von der Kenntnis der Grössen, die ja eigentlich gemessen werden sollen, abhängt. Glücklicherweise kann man am gemessenen Resultat mit genügender Genauigkeit ablesen, ob die Dimension der Sonde richtig gewählt wurde.

## Ergebnisse

Zur Untersuchung der Funktionsweise der Sonde standen drei Plasmen zur Verfügung. Diese waren teilweise ionisiert und die Stossfrequenz mit Neutralen konnte abgeschätzt werden. Das Verhältnis der Ionenzyklotronfrequenz zur Stosszahl der Ionen mit Neutralen ( $\nu_{ci}/\nu_{in}$ ) ergab sich beim Heliumplasma zu  $\sim 10^{-2}$ , beim Argonplasma zu  $\sim 1$  und beim Xenonplasma zu  $\sim 230$ . Somit konnte nur bei dem Xenonplasma die Bedingung für eine erfolgreiche Messung erfüllt sein. Tatsächlich haben dies auch die Messungen bestätigt.

Figur 2 zeigt die Auswertung einer Messung bei  $B_0 = 2$  kG,  $p_0 = 0.2$  mTorr,  $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Diese Messungen führten auf eine Ionentemperatur von 2 eV und eine Elektronentemperatur von 3.5 eV.



Figur 2  
Sondencharakteristik

Wir erhalten also für  $T_e/T_i \sim 1.7$ . Dies ist ein erstaunlich kleiner Wert. Klassische Stösse allein reichen für eine genügende Energieübertragung auf die Ionen während des kurzen Pulses ( $\sim 1$  ms) nicht aus, um das kleine Verhältnis zu erklären.

In diesen Plasmen aber ist – wie andernorts gezeigt wurde [3] – die Stossfrequenz infolge fluktuierender elektrischer Felder stark erhöht.

Herrn Dr. K. Lucks, Institut für Experimentalphysik II an der Ruhr Universität Bochum danken wir für wertvolle Hinweise im Hinblick auf die Konstruktion von Katsumata Sonden.

#### LITERATUR

- [1] I. KATSUMATA et al., Japan. J. Appl. Phys. 6, 123 (1967).
- [2] I. KATSUMATA, Proc. IV-th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Phys., Rome (1970), 122.
- [3] B. G. VAUCHER et al., Plasma Physics 25, 331 (1983).

### **Phase contrast applied to the study of density fluctuations in a Tokamak plasma**

H. WEISEN, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains,  
CH-1007 Lausanne/Switzerland

A phase contrast device can be thought of as an interferometer set to fractional fringe observation, except for a central dip in its transfer function, while setting less severe requirements on stability.

Such an imaging instrument could prove useful to the study of relatively long wavelength (several mm to several cm) refractive fluctuations in Tokamak plasmas such as turbulence, magnetic islands, disruptions and resonant heating induced fluctuations.

### ***Optique et lasers appliqués***

#### **Konformationsänderung von Polyacrylamid in Lösung**

P. MERKI, R. NYFFENEGGER und J. SCHNEIDER, Institut für angewandte Physik, Sidlerstrasse 5,  
CH-3012 Bern

An dünnen Lösungen von Polyacrylamid ( $\bar{M} = 5.5 \times 10^6$ ) in Wasser/Aceton-Mischungen (Polymerkonzentration 10 mg/l) wurden Relativmessungen der Viskosität und der quasielastischen Lichtstreuung durchgeführt. Die Viskosität zeigt bei einem Verhältnis Aceton/Wasser von 39% sowie einer Temperatur von 25°C einen Kollaps des Volumens, welches die einzelnen Polymerketten zusammen mit dem solvatisierten Lösungsmittel beanspruchen. In der Autokorrelation des gestreuten Lichtes werden für die nicht kollabierten Moleküle innere Bewegungen sichtbar.

**Untersuchung der  $\nu_2$ -Schwingung von flüssigem Benzol mittels CARS-Technik**

Q. MUNIR, P. ANLIKER und H. P. WEBER, Institut für angewandte Physik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern  
G. MARKOWSKY, Max-Planck-Institut für biophysikalische Chemie, Göttingen, BRD

Mit einem synchron gepumpten modegelockten Argon-/Dye-Laser-System wurde erstmals das CARS-Spektrum der C-H-Streckschwingung ( $\nu_2$ -Mode) bei  $3061.1\text{ cm}^{-1}$  von flüssigem Benzol aufgenommen. Aus der gemessenen Linienform konnte eine Dephasing Zeit  $\tau_{\text{ph}} \approx 0.7\text{ ps}$  und ein nichtresonanter Untergrund von ca. 14% an  $\chi^{(3)}$  abgeleitet werden. Infolge der sehr kurzen intrinsischen Zerfallszeiten ( $T_2 \approx 1\text{ ps}$ ) bedeuten unsere experimente mit Farbstofflaserpulsen von  $\tau_L \approx 5\text{ psec}$  immer noch eine Anregung unter steady state Bedingungen.

**Gitterkoppler auf planaren optischen Wellenleitern aus harten Oxyd-Schichten und ihre Herstellung mit einem Prägeverfahren**

K. TIEFENTHALER und W. LUKOSZ, Professur für Optik, ETH, CH-8093 Zürich

Mit einem Tauch-Verfahren (Sol-Gel-Prozess) werden aus Liquicoat-Lösungen von Merck® planare optische monomode und multimode-Wellenleiter aus  $\text{SiO}_2$ - $\text{TiO}_2$  Misch-Schichten hergestellt. Dabei lässt sich die Schicht-Brechzahl  $n$  durch Wahl des  $\text{SiO}_2$ : $\text{TiO}_2$  Mischungsverhältnisses einstellen (bisher  $1.6 \leq n \leq 1.9$ ). Elektronen-Beugungs-Aufnahmen zeigen, dass die  $\text{SiO}_2$ - $\text{TiO}_2$ -Schichten amorph sind. Mit einem Präge-Verfahren wurden Oberflächen-Gitter auf diesen  $\text{SiO}_2$ - $\text{TiO}_2$ -Wellenleitern erzeugt, über deren Eigenschaften als Gitterkoppler (und Bragg-Reflektoren für geführte Wellen) berichtet wird.

**Planare optische Wellenleiter aus  $\text{LiNbO}_3$** 

V. BRIGUET, K. TIEFENTHALER und W. LUKOSZ, Professur für Optik, ETH, CH-8093 Zürich

Erstmalig wurden planare optische Wellenleiter aus  $\text{LiNbO}_3$  mit einem Tauch-Verfahren (Sol-Gel-Prozess) aus Versuchs-Lösungen Liquicoat Merck® hergestellt. Berichtet wird u.a. über die Messungen der optischen Eigenschaften (Brechzahlen, Schichtdicke und Dämpfungen) dieser Wellenleiter bei den blaugrünen Ar-Laser Wellenlängen und bei den He-Ne-Laser Wellenlängen  $\lambda = 632.8\text{ nm}$  und  $\lambda = 1.15\text{ }\mu\text{m}$ .



## **Développement des lasers I**

### **Ionentemperaturmessung mittels Thomson-Streuung am TCA Tokamak: Entwicklungszustand des Projekts und neueste Resultate**

M. SIEGRIST, R. BEHN, M. A. DUPERTUIS, I. KJELBERG und P. KRUG, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Schweiz

Zur Bestimmung der Ionentemperatur im TCA Tokamak wird ein gepulster optisch gepumpter Schwerwasserdampf-Laser mit einer Emissionswellenlänge von  $385\text{ }\mu\text{m}$  verwendet. Das Detektionssystem besteht aus einer Schottky-Diode gefolgt von einer 12-Kanal Signalverarbeitungskette und einem quasi-kontinuierlichen Ferninfrarotlaser als Lokaloszillator. Wir berichten über erste Testmessungen mit diesem System.

### **Einfluss von Puffergasen auf den Wirkungsgrad eines $\text{D}_2\text{O}$ -Ferninfrarotlasers**

R. BEHN, M. A. DUPERTUIS, P. KRUG, A. SALITO und M. R. SIEGRIST, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Schweiz

T. OKADA, Dept. of Energy Conversion, Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University, 33 Kasuga, Fukuoka 816, Japan

Mit zunehmender Intensität der Strahlung des  $\text{CO}_2$ -Pumplasers sinkt der Wirkungsgrad eines  $\text{D}_2\text{O}$ -Lasers auf Grund einer Sättigung des molekularen Übergangs. Eine entscheidende Rolle spielt dabei ein 'Flaschenhals-Effekt' bei der Relaxation des angeregten Schwingungszustands  $\nu_2$ . Durch Zusatz von geeigneten Puffergasen ist es gelungen, die stossinduzierte Relaxation zu beschleunigen und dadurch den Wirkungsgrad des optisch gepumpten  $\text{D}_2\text{O}$  Lasers wesentlich zu erhöhen. Die besten Ergebnisse wurden mit Molekülen erzielt, die einen quasi-resonanten Austausch der Schwingungsenergie zulassen.

### **Sondenmessungen an einem Magneto-Plasma-Beschleuniger**

T. KOPICZYNSKI, E. FISCHER, D. WILDMANN, Z. ROZKWITALSKI und F. K. KNEUBÜHL, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Die von Chen und Sekiguchi vorgeschlagene Dreisondenmethode wurde zur Messung der Plasmaparameter an einem gepulsten Magneto-Plasma-Beschleuniger verwendet. Diese direkte Methode ermöglicht die gleichzeitige Messung der Elektronendichte und Elektronentemperatur in zeitabhängigen Plasmen. Die axialen und radialen Verteilungen der Elektronendichte und Elektronentemperatur, wie auch die Abhängigkeit dieser Parameter vom Entladungsstrom und vom Massenfluss wurde untersucht. Diese Studien wurden am Argonplasma durchgeführt.

### **Nachweis von Besetzungsinversion an einem Plasmabeschleuniger**

E. FISCHER, D. WILDMANN, T. KOPICZYNSKI, Z. ROZKWITALSKI und F. K. KNEUBÜHL, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Plasmabeschleuniger wurden in den letzten Jahren eingehend auf ihre Eignung hin als neue mögliche Laserquellen untersucht. Zum Nachweis von Besetzungsinversionen haben wir 2 verschiedene, in der Literatur zitierte, Methoden auf unsere inhomogenen und stark fluktuierenden Plasmen angewandt. Die Vor- und Nachteile der jeweiligen Messtechnik sowie deren Ergebnisse in unserem Experiment werden diskutiert.

### **Développement des lasers II**

#### **Fragment-Spektroskopie von photodissoziiertem Titanetetrachlorid**

W. LÜTHY, R. SCHMIELE, P.-D. HENCHOZ, M. DÄTWYLER und H. P. WEBER, Institut für Angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Die Photodissoziation einfacher Moleküle gestattet in vielen Fällen eine effiziente Anregung der atomaren oder molekularen Fragmente. In einer grossen Zahl von Molekülen, zumeist Metallhalogeniden, kann dieser Mechanismus zur Anregung von Laseremission verwendet werden. Ein bisher noch nicht untersuchtes Molekül ist das Titanetetrachlorid. Es wird gezeigt, dass bei Bestrahlung eines Titanetetrachlorid-Dampfes bei 0°C mit Licht von 193 nm Wellenlänge angeregtes Titan erzeugt werden kann. Aus spektralen Untersuchungen wie auch aus Messungen der Emissionsintensität als Funktion der Pumpenergie, kann geschlossen werden, dass die Anregung über einen Zweiphotonenprozess verläuft.

#### **Effet Stark dynamique dans un laser à thallium**

P.-D. HENCHOZ, W. LÜTHY et R. SCHMIELE, Institut de physique appliquée, Université de Berne, Sidlerstr. 5, CH-3012 Berne

De nouvelles mesures spectrales de l'émission de 535 nm d'un laser à photodissociation de iode de thallium, résolues et non-résolues temporellement, sont présentées.

La différence de fréquence d'émission initiale des deux isotopes naturels du thallium,  $Tl^{203}$  et  $Tl^{205}$ , est la cause d'une séparation des raies spectrales par effet Stark dynamique. Les mesures montrent que cet effet sature à haute intensité; cette saturation peut être expliquée par la réduction du temps de vie du Tl excité, inhérente au processus d'émission stimulée.

### **Theorie der Helix DFB Laser**

F. K. KNEUBÜHL, H. P. PREISWERK, S. GNEPF und M. LUBANSKI, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Distributed Feedback (DFB) wurde bis jetzt in Farbstoff-, Festkörper- und GasLasern ausschliesslich durch axial periodische Variationen von Brechungsindex, Wellenleiterquerschnitt und/oder Verstärkung erzielt. DFB erlaubt longitudinale Modenselektion bei den Bragg Frequenzen. Vor kurzem ist uns der theoretische Beweis gelungen, dass DFB auch durch schrauben- oder helixsymmetrische Laserstrukturen DFB bewirkt werden kann. Der Nachweis erfolgt mit Gruppentheorie und schraubensymmetrischen DK-Tensoren. Experimentelle Realisationen der Helix DFB-Laser werden diskutiert.

### **Miniaturisierung eines Thalliumjodid Photodissoziations-Lasers**

R. SCHMIELE, W. LÜTHY, P.-D. HENCHOZ und H. P. WEBER, Institut für Angewandte Physik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Thalliumjodid Photodissoziations-Laser besitzen einen sehr hohen Wirkungsgrad und Querschnitt für stimulierte Emission. Superstrahlung lässt sich leicht über Verstärkungslängen in der Grössenordnung von cm erreichen. Damit eignen sie sich besonders für eine Miniaturisierung. Der Betrieb eines solchen Lasers in einer dünnen Schicht angrenzend an eine Quarzoberfläche wird beschrieben. Laseremission konnte bis zu Schichtdicken unter  $100\text{ }\mu\text{m}$  beobachtet werden. Es scheint möglich TIJ-Laser mit aktiven Volumen von  $10^{-1}$  bis  $10^{-2}\text{ mm}^3$  zu bauen.

### ***Plasma et astrophysique***

### **Korrelationen und Autokorrelationen von Geschwindigkeit, kinetischer Temperatur und Teilchenfluss von Ionen im Sonnenwind**

P. BOCHSLER, Physikalisches Institut, Universität Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Aufgrund von Daten, die während 32 Monaten mit Hilfe des Plasma Composition Experiments auf der Raumsonde ISEE-3 gewonnen wurden, haben wir Korrelationen und Autokorrelationen von verschiedenen Parametern der Ionen  $\text{H}^+$ ,  $\text{He}^{++}$  und  $\text{O}^{6+}$  untersucht. Die Autokorrelationen zeigen für kurze Zeitunterschiede von wenigen Tagen ein 'rotes Rauschen' mit Zeitkonstanten von 2–3 Tagen. Ferner beobachten wir deutliche Autokorrelationspeaks nach 1, 2 und z.T. sogar nach 3 Sonnenrotationsperioden sowie kleinere Peaks nach  $1/2$  wie auch nach  $3/2$  Sonnenrotationen. Die Peaks nach ganzzahligen Vielfachen der Rotationsperiode werden durch das wiederholte Vorbeiwandern von langlebigen Strukturen (coronal holes, aktive Gebiete) auf der Sonnenoberfläche verursacht. Die Peaks nach halbzahligen Vielfachen interpretieren wir als Folge der Neigung des magnetischen Sonnenäquators zur Ekliptik.

## **Ueber die Eigenschaften intensiver Mikrowellenausbrüche und der korrelierten harten Röntgenstrahlung**

HERBERT WIEHL, Institut für Astronomie der ETH, Haldeliweg 15, CH-8044 Zürich

Die Hauptresultate der Untersuchung von 13 einfachen und intensiven Mikrowellenausbrüchen und der korrelierten harten Röntgenstrahlung werden kurz zusammengefasst. Die Beobachtungen können nicht mit einem einfachen hemisphärischen Modell der Strahlungsquelle erklärt werden. Deshalb wird das Modell eines divergierenden Magnetfeldbogens vorgeschlagen.

## **Beobachtung und Interpretation von Sonneneruptionen am Institut für Angewandte Physik der Universität Bern**

ANDREAS MAGUN, Institut für Angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Zur Einführung in die Hauptprobleme der Erforschung von Sonneneruptionen wird ihr heutiger Stand zusammengefasst und anschliessend werden die in Bern eingesetzten Beobachtungsinstrumente kurz beschrieben und einige neuere Ergebnisse diskutiert.

## **Das Mikrowellenspektrum von solaren Millisekunden-Spikes**

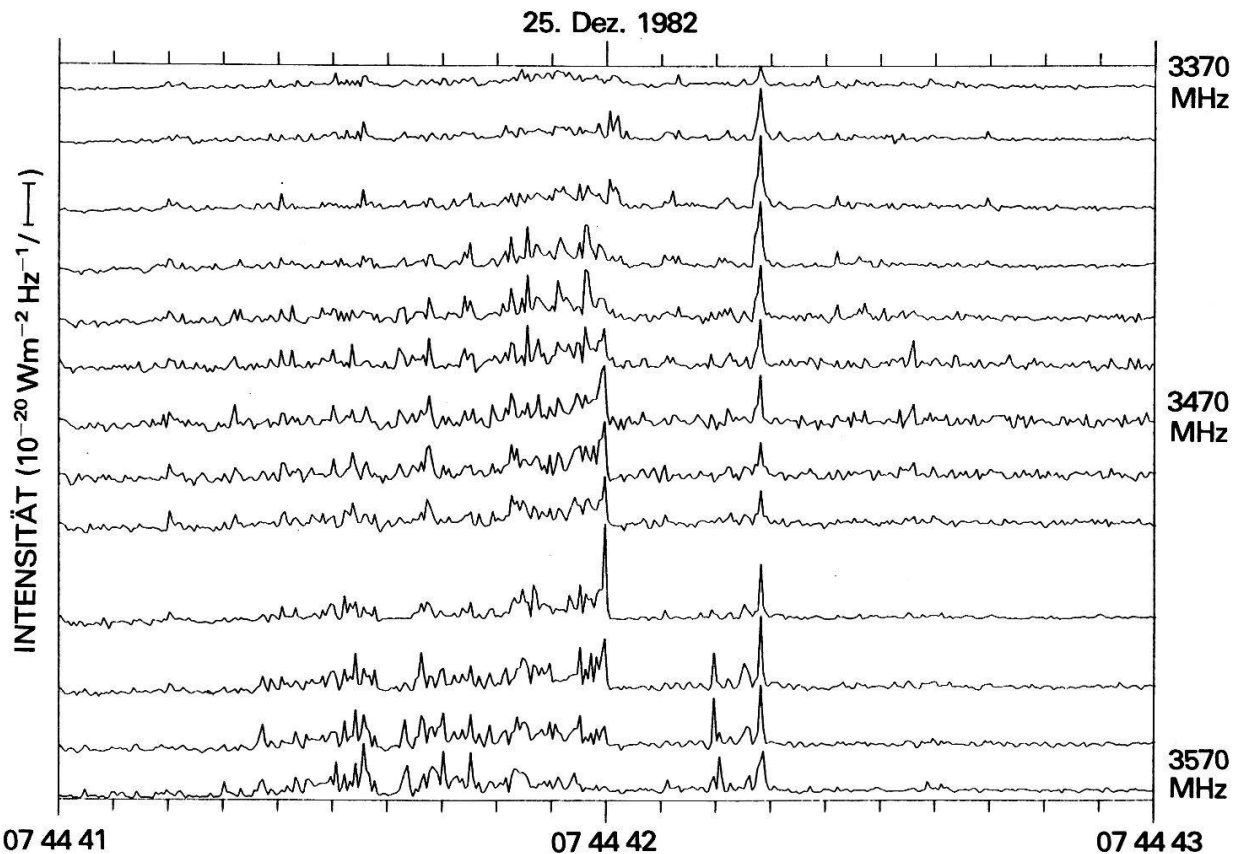
M. STÄHLI, Institut für Angewandte Physik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Bei der Registrierung von Sonneneruptionen im Mikrowellengebiet beobachteten wir, vor allem bei Frequenzen unterhalb von 5000 MHz, kurze und intensive Spikes. Diese Spikes, die dem Kontinuum überlagert sind, treten bei ungefähr 10% aller Ereignisse auf, wobei ihre Dauer etwa der zeitlichen Auflösung des verwendeten Instruments (100 Millisekunden) entspricht.

Zur genaueren Untersuchung des dynamischen Spektrums setzen wir in Bern ein 30-Kanal-Spektrometer ein. Es arbeitet bei einer Mittenfrequenz von 3470 MHz und weist eine gesamte Bandbreite von 200 MHz auf. Die Breite der einzelnen Kanäle variiert von 0.5 MHz in der Mitte bis zu 30 MHz am Rand. Diese Verteilung erlaubt mit einer geringen Zahl von Kanälen die Erkennung von breitbandigen ( $\leq 200$  MHz) und schmalbandigen ( $\geq 0.5$  MHz) Strukturen. Die zeitliche Auflösung des Instruments beträgt 5 Millisekunden, wogegen die Sonne örtlich nicht aufgelöst wird. Die Daten des Spektrometers werden digital auf ein Magnetband aufgezeichnet und anschliessend mit Hilfe eines Grosscomputers reduziert, ausgewertet und dargestellt.

Ein Beispiel für eine Beobachtung von Millisekunden-Spikes ist in der Figur dargestellt. Die genaue Analyse der Daten führt zu folgenden Feststellungen:

- Spikes erreichen Intensitäten bis zu  $10^{-20} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ .
- die meisten Spikes sind kürzer als 10 Millisekunden.
- die Bandbreite verschiedener Spikes variiert sehr stark ( $\leq 0.5$  MHz bis  $\geq 200$  MHz).



Ausschnitt aus einer Sonneneruption im Mikrowellengebiet. Eine Auswahl der 30 Spektrometer-Kanäle zeigt Spikes unterschiedlicher Bandbreite (z. Bsp. 074442.28 UT von 3370 bis 3570 MHz und 074442.56 bei 3470 MHz).

– ein Frequenzdrift der Spikes kann im Gegensatz zu den bekannten Typ III-Ereignissen im Meter- und Dezimetergebiet nicht beobachtet werden.

Die zeitliche und spektrale Auflösung des Spektrometers reicht also nicht aus, um die Spikes im Detail zu registrieren. Man kann jedoch aus der Dauer und der Intensität die Strahlungstemperatur abschätzen und erhält  $10^{10}$  K bis  $10^{11}$  K. Diese hohe Strahlungstemperatur kann nur durch einen kohärenten Emissionsprozess erklärt werden. Der wahrscheinlichste Mechanismus ist die Gyro-Maser-Strahlung energetischer Elektronen [1]. Aus Beobachtungen in anderen Spektralbereichen (z.B. harte Röntgenstrahlung) weiss man, dass während eines Bursts mittelrelativistische Elektronen in einen Magnetfeldbogen der Sonnenatmosphäre eingeschossen werden. Nach der Reflexion an Magnetfeldinhomogenitäten fehlen Elektronen mit kleinem 'Pitch'-Winkel. Diese Abweichung vom Gleichgewichtszustand mit einem positiven Gradienten in der Verteilungsfunktion führt zur 'Loss Cone'-Instabilität, welche elektromagnetische Wellen bei der lokalen Zyklotronfrequenz und deren Harmonischen verstärkt. Mit Hilfe der quasilinearen Theorie kann die Wachstumsrate der  $s$ -ten Harmonischen abgeschätzt werden:

$$\Gamma_s/\omega = A \cdot N_0(\omega_p/\omega)^2(c/v_0)^2(v_0/c \sin \alpha_0 \cos \alpha_0)^{2s-2}$$

Sie hängt vor allem von der mittleren Geschwindigkeit  $v_0$  der Elektronen und vom Öffnungswinkel  $\alpha_0$  des Loss Cone ab und ist für kleine  $s$  am grössten. Die unteren Harmonischen ( $s \leq 2$ ) weisen eine Wachstumsrate von  $10^3$  bis  $10^4 \text{ s}^{-1}$  auf,



womit die beobachteten Anstiegszeiten in der Grössenordnung von Millisekunden erklärt werden können.

Die Maser-Strahlung hat eine verstärkte Diffusion der Elektronen zur Folge, was zu einer raschen Vernichtung des Loss Cone und damit zum Abbruch der Strahlung führt. Aus der freien Energie, die in der 'Loss Cone'-Verteilung vorhanden ist, kann man auf die zu erwartende Helligkeitstemperatur der Maser-Strahlung schliessen. Es ergibt sich, dass die kohärente Strahlung etwa um einen Faktor von der Grössenordnung  $10^7$  höher ist als die inkohärente Zyklotron-Strahlung. Mit 100 keV-Elektronen ( $\hat{=}$   $10^8$  K) erreicht man so Strahlungstemperaturen bis  $10^{15}$  K. Für die Bandbreite der Maser-Strahlung erhält man aus der Theorie näherungsweise:

$$\Delta\omega/\omega = (v_0/c)^2 \quad (1\%-10\%)$$

Dies entspricht bei einer Mittenfrequenz von 3470 MHz einer Bandbreite der einzelnen Spikes von 35 bis 350 MHz.

Die Maser-Strahlung ist damit eine mögliche Erklärung für die Beobachtungen. Diese ersten Resultate zeigen aber, dass für eine Interpretation der Spikes und deren eventuellen Frequenzdrifts zeitlich und spektral besser aufgelöste Messungen von Intensität und Polarisierung, sowie weitere theoretische Betrachtungen erforderlich sein werden.

#### REFERENZ

- [1] D. B. MELROSE und G. A. DULK, *Astrophysical Journal*, 259, 844.

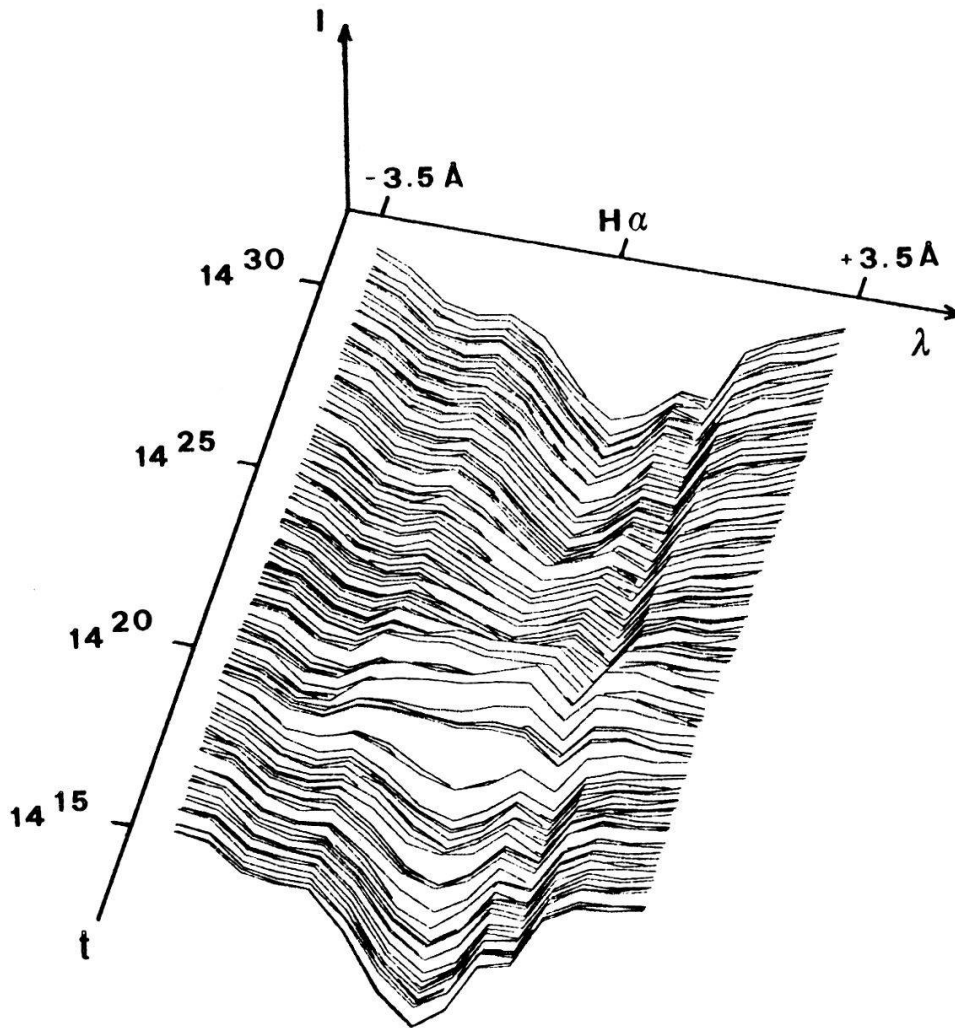
### **Zeitlich hoch aufgelöste H $\alpha$ -Linienprofile von solaren Flares**

J-P. WÜLSER, Institut für angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Die Beobachtung der aktiven Chromosphäre erfolgt meistens monochromatisch im Zentrum der H $\alpha$ -Linie bei 6563 Å. Diese Intensitätsmessungen lassen aber nur wenig Rückschlüsse auf den physikalischen Zustand des Plasmas zu. Zusätzliche Kenntnisse, insbesondere über Temperatur und Dichte der Elektronen als Funktion der Höhe in der Chromosphäre, bilden aber die Grundlage für das Verständnis des Flare-Mechanismus. Je nachdem, ob die Aufheizung der Chromosphäre durch schnelle Elektronen, durch Schockwellen oder Wärmeleitung erfolgt, ergeben sich unterschiedliche Elektronendichte- und Temperaturverteilungen. Diese Parameter beeinflussen weitgehend das Profil der H $\alpha$ -Linie während des Flares.

Aus diesem Grund wurde von unserem Institut ein Experiment aufgebaut, welches die Aufnahme von H $\alpha$ -Linienprofilen von Flares zum Ziel hat. Dabei waren vor allem zwei Dinge zu beachten: Flares sind erstens kurzlebige Ereignisse, die raschen Veränderungen unterworfen sind. Zweitens sind sie auch räumlich stark strukturiert, wobei sich der Ort des Flarezentriums kaum vorher-sagen lässt. Daher sollten die Beobachtungen mit möglichst hoher zeitlicher und örtlicher Auflösung erfolgen und trotzdem ein genügend grosses Gebiet auf der Sonne erfassen.





Unser Experiment besitzt die folgenden Charakteristiken:

- Simultane Aufnahme von Bildern in 15 Spektralkanälen von  $H\alpha - 3.5 \text{ \AA}$  bis  $H\alpha + 3.5 \text{ \AA}$  bei einem Kanalabstand von  $0.5 \text{ \AA}$
- Bildgrösse:  $4 \times 5$  Bogenminuten bei 6 Bogensekunden räumlicher Auflösung
- Zeitauflösung: 1 vollständiger Bildsatz alle 5.4 Sekunden

Das Instrument steht in der Specola Solare Ticinese in Locarno-Monti. Es besteht im wesentlichen aus einem Teleskop, einem Gitterspektrographen, einem optoelektrischen Sensor und einem Mikrocomputer. Teleskop und Spektrograph wurden uns von der Specola Solare zur Verfügung gestellt. Als Sensor dient ein Charge Coupled Device, eine Halbleitermatrix mit  $100 \times 100$  Fotodioden [1, 2]. Der Computer erfasst die digitalisierten Bilddaten und steuert das ganze System.

Die ersten Beobachtungen von Flares mit diesem Instrument erfolgten am 20. und 21. November 1982. Die Abbildung zeigt den zeitlichen Verlauf des  $H\alpha$ -Linienprofils des Flares vom 21. November. Die Intensität im Flarezentrum als Funktion von Wellenlänge und Zeit ist hier als Fläche im Raum dargestellt. Die Zeit verläuft von vorne nach hinten. Die vorderste Kurve zeigt das Profil der  $H\alpha$ -Linie vor dem Flare um 14:15 UT. Später nimmt die Intensität vor allem in der Mitte der Absorptionslinie stark zu. Im Flaremaximum um 14:19 ist die Linie in Emission gegangen. Gleichzeitig hat sich das Linienprofil deutlich verbreitert.

Diese Linienverbreiterung wird vorwiegend durch den Starkeffekt verursacht. Sie ist daher ein Indikator für die Elektronendichte im Flaregebiet. Insbesondere während der impulsiven Phase des Flares können allerdings auch durch schnelle Elektronen verursachte Mikroturbulenzen zu erhöhtem Starkeffekt führen. Auf der Abbildung erkennt man weiterhin, dass sich die Form des Linienprofils innerhalb von 5.4 Sekunden recht stark verändern kann. Dies zeigt die Bedeutung einer möglichst guten zeitlichen Auflösung.

## **Ausblick**

Zur Interpretation der Messungen sollen die beobachteten Linienprofile nun mit theoretischen Profilen, wie zum Beispiel den von Dinh [3] berechneten, verglichen werden, um Schlussfolgerungen für die physikalischen Parameter der Chromosphäre im Verlauf des Flares zu ziehen.

In experimenteller Hinsicht wird zurzeit ein neues Bildaufnahmesystem mit CCD-Sensor gebaut, das mit einer wesentlich besseren zeitlichen und örtlichen Auflösung arbeiten wird.

## **LITERATUR**

- [1] N. KÄMPFER and W. SCHÖCHLIN, Solar Physics 78, 215 (1982).
- [2] N. KÄMPFER and W. SCHÖCHLIN, IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing, in press.
- [3] Q.-V. DINH, Publ. Astron. Soc. Japan 32, 515 (1980).

## ***Tokamak I***

### **Le tokamak TCA (CRPP-EPFL)**

A. DE CHAMBRIER, G. A. COLLINS, A. HEYM, F. HOFMANN, Ch. HOLLENSTEIN, B. JOYE, R. KELLER, A. LIETTI, J. B. LISTER, S. NOWAK, J. O'ROURKE, A. POCHOLON et W. SIMM, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Suisse

Le tokamak TCA – une machine à confinement magnétique – permet d'obtenir par chauffage ohmique des températures de plasma entre 0,3 et 1 KeV. Le programme d'étude est centré sur l'étude d'un chauffage additionnel par ondes RF permettant de dépasser les performances ohmiques. Les résultats et les problèmes soulevés par cette méthode de chauffage par dissipation d'ondes d'Alfvén seront présentés.

### **Identification des modes d'ondes d'Alfvén**

A. DE CHAMBRIER, G. A. COLLINS, A. HEYM, F. HOFMANN, CH. HOLLENSTEIN, B. JOYE, R. KELLER, A. LIETTI, J. B. LISTER, S. NOWAK, J. O'ROURKE, A. POCHOLON et W. SIMM, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Suisse

Un moyen direct d'investigation du couplage des antennes aux ondes d'Alfvén consiste en la mesure du champ de l'onde à l'extérieur du plasma. L'analyse du déphasage entre diverses sondes permet d'identifier les modes. La présence d'un mode excité préférentiellement dans le Tokamak est expliqué par la dissymétrie due à la fréquence cyclotronique des ions.

### **Ondes dans machines linéaires**

#### **The Linear Magnetized Plasma device**

B. A. HAMMEL, P. KOHLER, P. J. PARIS, M. L. SAWLEY, R. A. STERN and M. Q. TRAN, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Switzerland

The Linear Magnetized Plasma device has recently commenced operation at the CRPP. The plasma, created by a discharge in a noble gas (density  $\approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \approx 7 \text{ eV}$ , length = 4.75 m), is immersed in a homogeneous magnetic field ( $B_0 \leq 0.3 \text{ T}$ ,  $\Delta B/B_0 < 0.3\%$ ). A large number of diagnostic ports have been incorporated in the design, allowing a variety of basic plasma physics experiments to be performed. A brief description of the first planned experiments, which include the study of ponderomotive effects in a magnetized plasma, will be given.

#### **Free and forced ion cyclotron waves in a cylindrical plasma cavity**

M. L. SAWLEY and M. Q. TRAN, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Switzerland

Bounded ion cyclotron waves in a cylindrical, partially plasma-filled cavity have been investigated using a linear MHD theory. The results of specific calculations for a plasma containing two ion species, with the oscillation frequency in the range between the two ion cyclotron frequencies, will be presented. The power coupled into the various axial and radial modes from an external antenna will also be discussed.

## Generation of nonlinear effects in a cylindrical plasma column by an external antenna

M. L. SAWLEY, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Switzerland

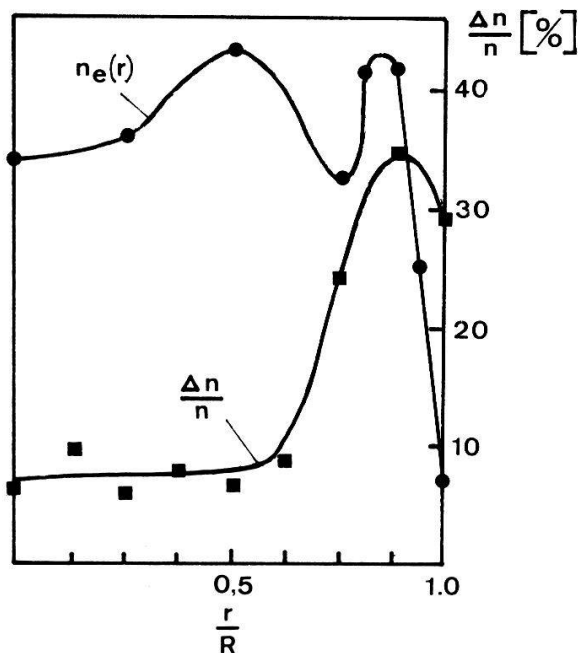
A second-order perturbation theory has been developed to analyze nonlinear effects generated by an antenna which surrounds a cylindrical, magnetized plasma column and carries an azimuthal current of given frequency and axial periodicity. For sufficiently low values of plasma density and excitation frequency ( $\omega < \omega_{ci}$ ), the linear solution consists solely of the vacuum wavefields. The second-order solution has two components: a steady (or 'ponderomotive') component and an oscillatory component having twice the frequency and wavenumber of the imposed fields. Under certain conditions, resonance of the oscillatory component occurs, related to the excitation of a propagating wave.

## Untersuchung der Dichtefluktuationen in He- und Xe-Plasmen mit Hilfe der digitalen Bispektralanalyse

E. EGGER und B. G. VAUCHER, Physikinstitut der Universität, CH-1700 Freiburg

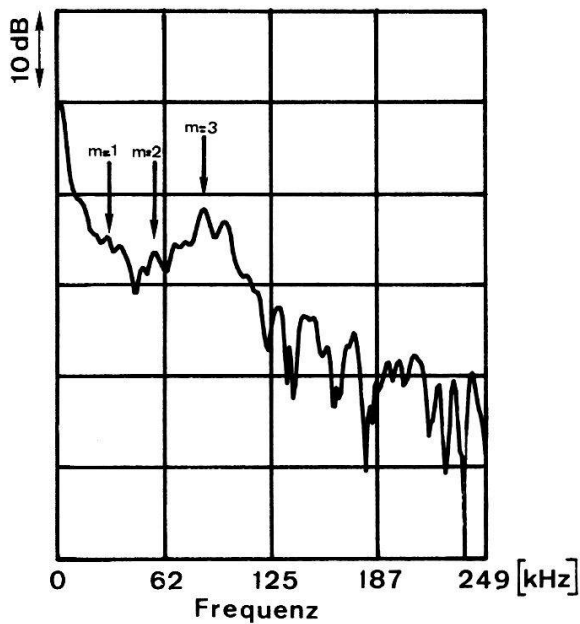
Die in diesem Experiment beobachteten Dichteschwankungen wurden identifiziert und auf nichtlineare Wellenkopplung hin untersucht.

Das durch eine gepulste Mikrowellenentladung (2.45 GHz, 2 kW, 1ms Pulslänge) in einer linearen Anordnung erzeugte Plasma ist radial stark inhomogen. Figur 1 zeigt ein mit einer elektrischen Doppelsonde bestimmtes



Figur 1

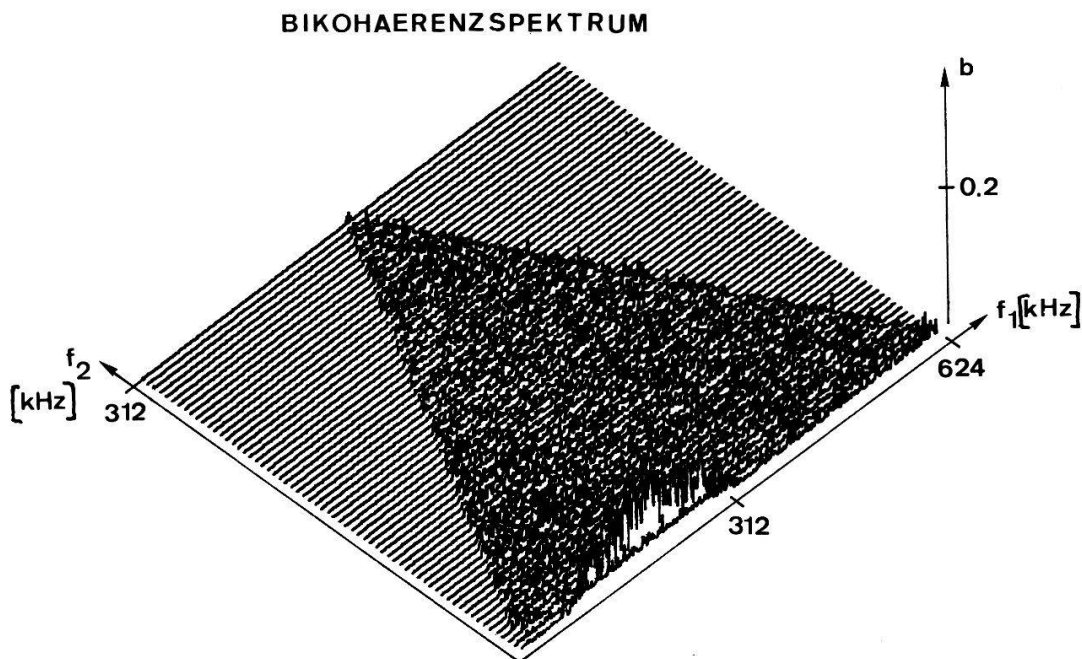
Gemessenes Dichteprofil (Kreise) und radiale Verteilung der Dichtefluktuationen (Vierecke) im Helium Plasma.



Figur 2  
Azimuthales Kreuzleistungsspektrum, gemessen am Plasmarand bei einem Radius von 3.5 cm.

Dichteprofil im Heliumplasma ( $p_0 = 5$  mTorr,  $\bar{n}_e = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\bar{T}_e = 5$  eV,  $B_0 = 1$  kG). Eine solche Dichteverteilung kann Driftinstabilitäten zur Folge haben. Das gemessene Dichtefluktuationsprofil ist in Fig. 1 aufgetragen. Wie erwartet, sind die Dichteschwankungen im äusseren Dichtegradienten am Rande des Plasmas am grössten und erreichen Werte bis zu 40%.

Korrelationsmessungen mit einer festen Referenzsonde und einer radial, axial und azimuthal verschiebbaren Doppelsonde haben ergeben, dass sich im Heliumplasma kohärente Wellen in azimuthaler Richtung ausbreiten. Figur 2



Figur 3  
Bikohärenzspektrum.



zeigt das azimuthale Kreuzleistungsspektrum einer solchen Messung. Die Spektralkomponenten bei 28, 57 und 85 kHz konnten als Driftwellen mit den Moden  $m = 1, 2$  und 3 identifiziert werden. Diese Wellen wurden auf nichtlineare Wellenkopplung mit Hilfe der digitalen Bispektralanalyse [1] untersucht. Figur 3 zeigt das berechnete Bikohärenzspektrum. Der Bikohärenzkoeffizient ist für keine Spektralkomponente grösser als 0.15, d.h. unter unseren experimentellen Bedingungen gibt es keine Kopplung zwischen den Driftwellen.

In einem früheren Experiment in Argon ( $p_0 = 0.3$  mTorr,  $\bar{n}_e = 1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\bar{T}_e = 2.5$  eV,  $B_0 = 2$  kG) [2] wurde eine nichtlineare Wechselwirkung zwischen den kohärenten Driftwellen festgestellt.

Die im Xenon-Plasma ( $p_0 = 0.2$  mTorr,  $\bar{n}_e = 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\bar{T}_e = 2$  eV,  $B_0 = 1$  kG) beobachteten Dichteschwankungen wurden mit der gleichen Methode untersucht. Hier konnten keine kohärenten Wellen nachgewiesen werden.

#### REFERENZEN

- [1] Y.-C. KIM et E. J. POWERS, Phys. Fluids 21, 1452 (1978).
- [2] CH. RITZ et al., Helv. Phys. Acta 55, 354 (1982).

### **Die Dämpfung magnetoakustischer Wellen im fluktuierenden Plasma<sup>1)</sup>**

B. G. VAUCHER, E. EGGER und H. SCHNEIDER, Physikinstitut der Universität CH-1700 Freiburg i.Ue.

Magnetoakustische Wellen wurden in Plasmen mit starken Dichtefluktuationen eingekoppelt. Die gemessenen Wellenfeldamplituden können mit klassischen Dämpfungsmechanismen nicht erklärt werden. Die Experimente werden mit Rechnungen verglichen, in denen auch die gemessenen Dichtefluktuationen und ihre radiale Verteilung berücksichtigt sind. Aus der guten Uebereinstimmung schliessen wir auf die Gültigkeit des Modells [1] für unsere Plasmen und erklären die starke Dämpfung der magnetoakustischen Welle mit einer verstärkten Wechselwirkung zwischen dem Wellenfeld und den fluktuierenden Randschichten des Plasmas.

#### REFERENZ

- [1] CH. RITZ, B. A. HOEGGER, Y. S. SAYASOV, H. SCHNEIDER und B. G. VAUCHER, Helv. Phys. Acta 55, 354 (1982).

---

<sup>1)</sup> Diese Arbeit wurde durch die finanzielle Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

## **Tokamak II**

### **Caractérisation de la turbulence magnétique sur TCA**

A. DE CHAMBRIER, G. A. COLLINS, P. A. DUPERREX, A. HEYM, F. HOFMANN, CH. HOLLENSTEIN, B. JOYE, R. KELLER, A. LIETTI, J. B. LISTER, S. NOWAK, J. O'ROURKE, A. POCHOLON et W. SIMM, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Suisse

Des mesures de turbulence magnétique ont été réalisées sur le tokamak TCA à l'aide de sondes magnétiques placées à l'intérieur de la chambre à vide et à l'ombre du limiteur. Des spectres ont été mesurés à basse fréquence ( $\sim 100$  kHz) et autour de la fréquence d'excitation des antennes (quelques MHz). Le niveau de fluctuation mesuré est variable et en rapport avec d'autres aspects de la décharge.

### **Etude paramétrique des décharges ohmiques dans le tokamak TCA**

A. DE CHAMBRIER, G. A. COLLINS, A. HEYM, F. HOFMANN, CH. HOLLENSTEIN, B. JOYE, R. KELLER, A. LIETTI, J. B. LISTER, J.-M. MORET, S. NOWAK, J. O'ROURKE, A. POCHOLON et W. SIMM, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Suisse

#### **1. Introduction**

L'étude du confinement de l'énergie dans un Tokamak est un aspect important dans la caractérisation de ses performances, et la possibilité qu'il dépende de manière prévisible des différents paramètres du plasma est d'un intérêt considérable tant pour l'interprétation des phénomènes qui le régissent que pour l'extrapolation à d'autres expériences. Le Tokamak TCA du CRPP [1] fonctionne déjà depuis plus de deux ans et l'état de la machine et de ses diagnostics a permis d'entreprendre récemment un tel travail. On décrit d'abord la méthode propre à ce type d'approche puis on présente les résultats concernant le confinement de l'énergie des électrons et des ions.

#### **2. Méthode et paramètres des décharges**

Une étude paramétrique consiste à observer le comportement du plasma face à la variation de ses paramètres. Les décharges utilisées pour cette étude couvrent donc la plus grande plage d'opération possible, soit: champ torique  $B_\phi = 0.8$  à  $1.5$  T, courant plasma  $I_p = 10$  à  $100$  kA et densité moyenne  $\bar{n} = 0.5$  à  $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ; d'autres paramètres ont été fixés: petit rayon  $a = 0.18$  m, décharges ohmiques dans du  $D_2$  avec limiteurs rail en acier. On choisit ensuite des décharges centrées, quasi-stationnaires et sans électrons 'runaway' et on cherche à expliquer la variation de quantités diagnostiquées  $Y$  par des lois de la forme  $Y = a_0 X_1^{a_1} X_2^{a_2} \dots$  où les  $X$  sont les paramètres du plasma déterminant  $Y$ .

### 3. Confinement de l'énergie des électrons

L'appréhension du confinement de l'énergie des électrons se fait par l'étude de la dépendance fonctionnelle de la température électronique au centre  $T_{eo}$  qui suit la loi

$$T_{eo} = 375 I_p^{0.8} \bar{n}^{-0.2} \quad [\text{eV}, \text{A}, \text{m}^{-3}].$$

Bien entendu l'interprétation de cette loi d'échelle est difficile. En effet on écrit le bilan de l'énergie des électrons en régime stationnaire  $P_{oh} = P_{pe}$  où  $P_{oh}$  est la

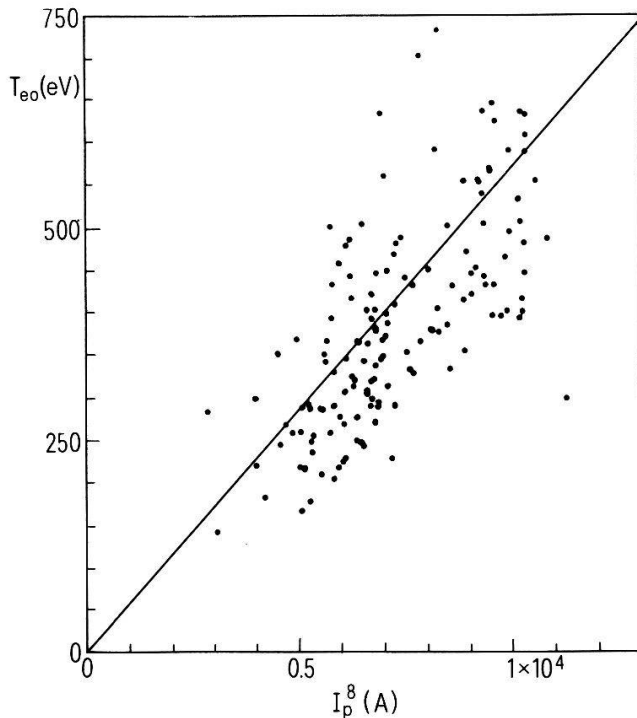


Figure 1  
Température électronique et loi de Pfeiffer & Waltz.

puissance déposée dans le plasma par chauffage ohmique et  $P_{pe}$  les pertes électroniques. Or celles-ci sont dues à différents phénomènes physiques: pertes par convection et conduction  $P_{ce}$ , rayonnement  $P_r$  et échange d'énergie électron-ion  $P_{ei}$ , c'est à dire  $P_{pe} = P_{ce} + P_r + P_{ei}$ , et comme malheureusement aucune d'elles ne domine, il n'est pas garanti que le bilan de l'énergie puisse fournir une loi d'échelle pour  $T_{eo}$ . On peut cependant comparer la loi observée sur TCA avec celle que Pfeiffer et Waltz [2] proposent en réunissant les résultats de plusieurs Tokamaks, couvrant ainsi une grande gamme de paramètres; adaptée aux caractéristiques de TCA, ils obtiennent  $T_{eo} = 0.05 I_p^{0.8} [\text{eV}, \text{A}]$ , ce qui rend bien compte des mesures (Fig. 1).

### 4. Confinement de l'énergie des ions

En appliquant la même approche pour le comportement des ions, on trouve que la température ionique au centre  $T_{io}$  suit la loi  $T_{io} = 0.01 I_p^{0.8} T_{eo}^{0.2} [\text{eV}, \text{A}]$ , ou

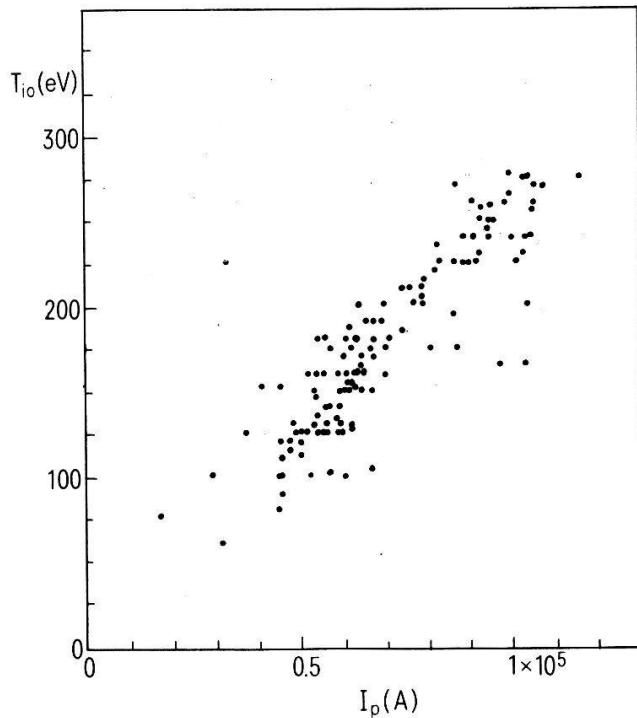


Figure 2  
Température ionique.

en remplaçant  $T_{eo}$  par sa propre loi

$$T_{io} = 0.0022 I_p \text{ [eV, A]}$$

(Fig. 2). Il est généralement admis [3] que la température ionique au centre d'un Tokamak suit la loi d'Artzimovich qui pour TCA s'écrit  $T_{io} = 1.3 \times 10^{-6} (\bar{n} I_p B_\phi)^{1/3}$  [eV, m<sup>-3</sup>, A, T]. Si pour des paramètres typiques cette loi fournit bien une valeur acceptable de  $T_{io}$ , sa dépendance satisfait mal la comparaison. L'interprétation de ce résultat est beaucoup plus simple que dans le cas des électrons. En effet si l'on néglige les pertes dues au non-confinement des neutres produits par échange de charge, le bilan d'énergie des ions se réduit à la balance entre la puissance fournie par les électrons  $P_{ei}$  et les pertes par conduction et convection  $P_{ci}$ :  $P_{ei} = P_{ci}$ . Si de plus on introduit le fait que toujours en régime stationnaire  $T_{io}/I_p = (T_{io}/I_p)_{eq}$ , la forme la plus générale pour  $P_{ci}$  est  $P_{ci} = P_{ei} (I_p/T_{io})_{eq}^\alpha (T_{io}/I_p)^\alpha$ . L'exposant  $\alpha$  ne peut malheureusement pas être simplement déduit d'observation d'états stationnaires mais une étude plus approfondie des régimes transitoires en fournirait une estimation.

## 5. Conclusion

On a donné des lois d'échelle pour les températures électronique et ionique des décharges ohmiques de TCA:  $T_{eo} \sim I_p^{0.8} \bar{n}^{-0.2}$  et  $T_{io} \sim I_p$ . La difficulté d'expliquer ces résultats et de les comparer avec ceux d'autres machines rend bien compte de la complexité des phénomènes physiques régnant dans un Tokamak. Ce type d'étude permet pourtant une approche empirique fort utile pour les interpréter.

## REFERENCES

- [1] G. BUGMANN, A. DE CHAMBRIER, A. D. CHEETAM, A. HEYM, F. HOFMANN, B. JOYE, R. KELLER, A. LIETTI, J. B. LISTER, A. POCHOLON, A. SIMIK, W. SIMM., J. L. TONINATO et A. TUSZEL (1981) 10th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Moscow.
- [2] W. PFEIFFER et R. E. WALTZ, Nuclear Fusion 19, 51 (1979).
- [3] Equipe TFR, Nuclear Fusion 20, 1227 (1980).

**Mesure de flux de neutres lors de déplacements du plasma TCA**

A. DE CHAMBRIER, G. A. COLLINS, A. HEYM, F. HOFMANN, CH. HOLLENSTEIN, B. JOYE, R. KELLER, A. LIETTI, J. B. LISTER, S. NOWAK, J. O'ROURKE, A. POCHOLON et W. SIMM, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Suisse

Des déplacements rapides de quelques centimètres du plasma vers le centre du tokamak donnent lieu à une augmentation de flux de l'ordre de 50% et dans le sens contraire à une diminution de 20%. Cette asymétrie est explicable par les effets additionnés du champ magnétique croissant vers le centre et de l'effet du gaz neutre dans la périphérie.

**Verunreinigungsstrahlung des Tokamak TCA**

A. DE CHAMBRIER, G. A. COLLINS, A. HEYM, F. HOFMANN, CH. HOLLENSTEIN, B. JOYE, R. KELLER, A. LIETTI, J. B. LISTER, S. NOWAK,<sup>1)</sup> J. O'ROURKE, A. POCHOLON und W. SIMM, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Schweiz

Das Tokamak-Experiment TCA in Lausanne weist eine Verunreinigungsstrahlung auf, welche zum grossen Teil durch das Element Eisen hervorgerufen wird. Durch die Verwendung verschiedener Limitersubstanzen konnte auf die Strahlungsverluste Einfluss genommen werden. Die Auswirkung der verschiedenen Limiter kann anhand des Bolometer-Strahlungsprofils nachgewiesen werden. Verschiedene Limiterkonzepte und Strahlungsprofile werden vorgestellt.

<sup>1)</sup> Physikinstitut der Universität Freiburg/Schweiz.

**Mesures spectroscopiques du plasma du tokamak TCA**

A. DE CHAMBRIER, G. A. COLLINS, A. HEYM, F. HOFMANN, CH. HOLLENSTEIN, B. JOYE, R. KELLER, A. LIETTI, J. B. LISTER, S. NOWAK, J. O'ROURKE, N. J. PEACOCK,<sup>1)</sup> A. POCHOLON, M. F. STAMP<sup>1)</sup> et W. SIMM, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, 1007 Lausanne/Suisse

Un spectromètre à incidence normale a été installé sur le TCA dans le but d'étudier l'augmentation de puissance rayonnée pendant le chauffage par ondes d'Alfvén. Une étude détaillée des lignes spectrales d'émission entre 250 Å et 3000 Å montre que les impuretés métalliques provenant de l'acier inoxydable sont responsables des pertes par rayonnement.

<sup>1)</sup> Culham Laboratory, Abingdon, England

## **Plasmas appliqués**

### **Inhomogénéité axiale de la concentration de SiH dans la colonne positive du plasma de silane**

P. KOCIAN, D. ERNI, Q. BUGMANN et S. BOURQUARD, Institut de Physique appliquée, EPF Lausanne, CH-1015 Lausanne

Dans les décharges électriques où se déroulent les réactions plasmachimiques irréversibles telles que la déposition ou la polymérisation l'état stationnaire ne peut se réaliser que dans un système d'écoulement. On a trouvé que le plasma dans la colonne positive sous ces conditions est axialement inhomogène. Dans les plasmas de silane ( $\text{SiH}_4$ ) cette inhomogénéité influence le processus de déposition des couches a-Si et leurs propriétés. Nous avons étudié les variations de la concentration du radical SiH dans l'axe du tube de décharge en dépendance de la distance à l'anode, de la pression du gaz, du débit du gaz et du courant de décharge. Les variations de la concentration de SiH ont été déterminées au moyen de la spectroscopie optique. Les bandes (0-0) et (1-1) de la transition électronique  $A^2\Delta - X^2\pi$  ont été examinées dans l'intervalle de 407 nm à 420 nm, notamment la tête de bande 414 nm.

La recherche est supportée par NEFF (National Energie Forschungs-Fonds).

### **On the role of the temperature of SF<sub>6</sub>-arcs**

H. J. SCHÖTZAU, H. P. GRAF, H. P. MEILI and CH. STURZENEGGER, Sprecher & Schuh Ltd., Physics Laboratory, CH-5001 Aarau/Switzerland

W. RÜEGSEGG, ETH Zürich, Physics Department, CH-8093 Zürich/Switzerland

The temporal evolution of the temperature in the upstream region of a SF<sub>6</sub> breaker has been investigated experimentally as well as theoretically.

## **Experiments**

For the experiments a high voltage model SF<sub>6</sub>-breaker with a double flow arrangement is used. The upstream region of the arc chamber can be observed through two glass windows. A Mach-Zehnder interferometer is installed for the observation of the flow field [1]. Four examples of interference pictures are shown in Fig. 1. Figure 1a shows the pattern due to the stationary cold gas flow. In the gap between the nozzles three distinct regions can be observed, i.e. the radial inflow section, the stagnation zone and the acceleration parts at the entrances of the nozzles respectively. When an arc is burning in this nozzle configuration, the temporal evolution of its diameter can be recorded from pictures as shown in Fig. 1b, 1c and 1d. When the current is interrupted by the breaker, the cold gas density is not established immediately. A channel of hot gas remains within the order of 200  $\mu\text{s}$  after current zero. The reduced density in this channel leads to a reduction of the dielectric strength in the arc chamber.



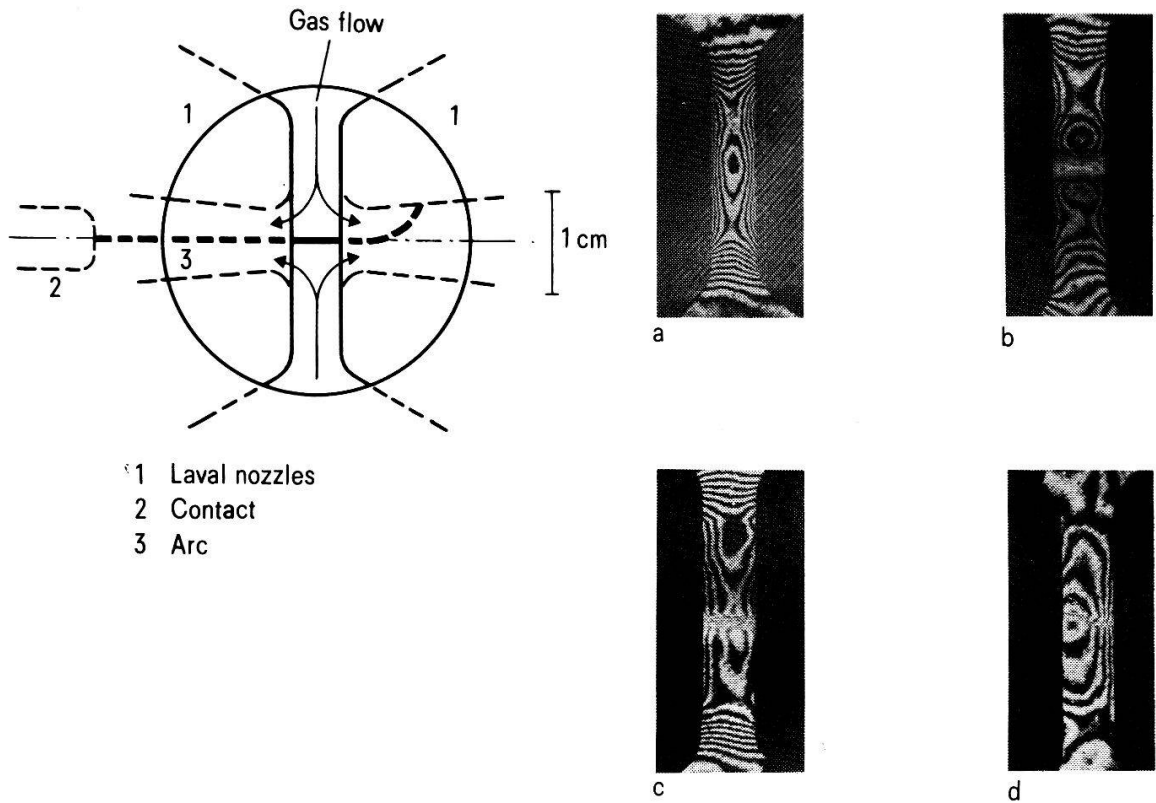


Figure 1  
Interference patterns of a SF<sub>6</sub>-gas flow. On the left hand side, the arc chamber is indicated. Pressure ratio = 4:1.4. (a) Cold gas flow; (b)  $I = 270 \text{ A}$  and  $3 \text{ A}/\mu\text{s}$ ; (c)  $80 \mu\text{s}$  after current zero; (d)  $280 \mu\text{s}$  after current zero.

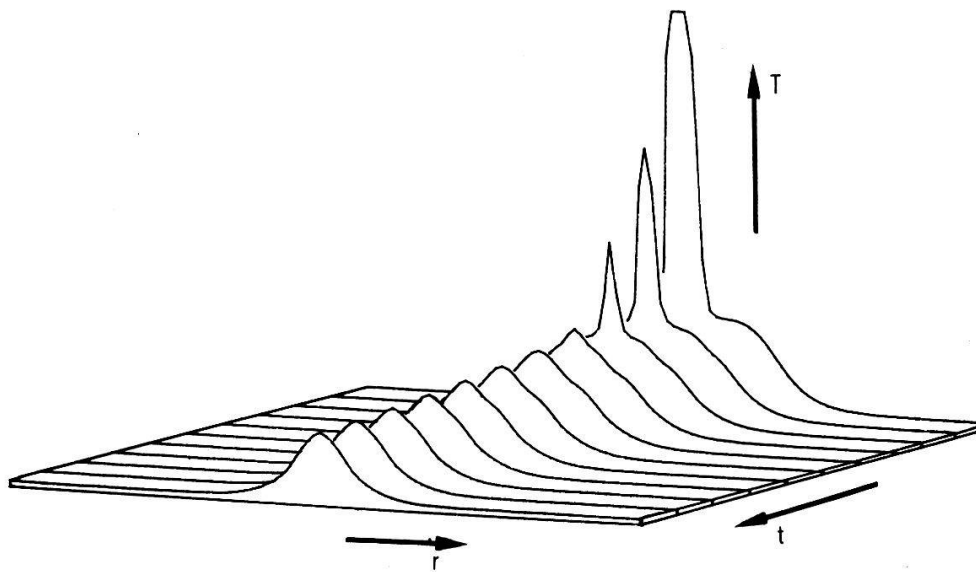


Figure 2  
Typical example of the radial temperature distribution  $T(r, Z=0)$  as a function of time after current zero.

Scale: Temperature  $0 \div 10\,000 \text{ K}$   
 Radius  $1.0 \text{ cm}$   
 Time step  $10 \mu\text{s}$

## Theoretical calculations

To gain more insight into the radial temperature distribution around current zero, the energy, momentum and continuity equations [2] have to be solved. Numerical calculations of the axial temperature decay of a gas blast arc column reveal the critical role of the stagnation region [2]. In this part the slowest temperature decay has been found. For this reason, the present calculations are limited to this part and the stagnation zone approximation [3] is used. The material functions are taken from [4] and the emission coefficient for radiation from [5]. The numerical calculations have been performed with a package to solve coupled nonlinear partial differential equations. A typical example of the radial temperature distribution is shown in Fig. 2. For these calculations the maximum value as well as the width of the temperature distribution at current zero has been varied. The results show that after approximately  $30 \mu\text{s}$  the radial temperature distribution is not strongly influenced by the initial peak temperature. Yet a larger width of the initial temperature profile leads to a much slower decay of the hot gas column. In addition the axial pressure profile as well as the stagnation pressure are found to influence the temperature decay rate.

## Comparison: Experiment – Theory

The experimentally observed decay of the arc diameter shown in Fig. 3 is compared to the calculated 300 K-isotherm. Regarding the hot gas column, it can be noticed that satisfactory agreement is found taking into account laminar theory only. However the peak temperature does not fall below 1300 K even after  $200 \mu\text{s}$  if no turbulence is assumed.

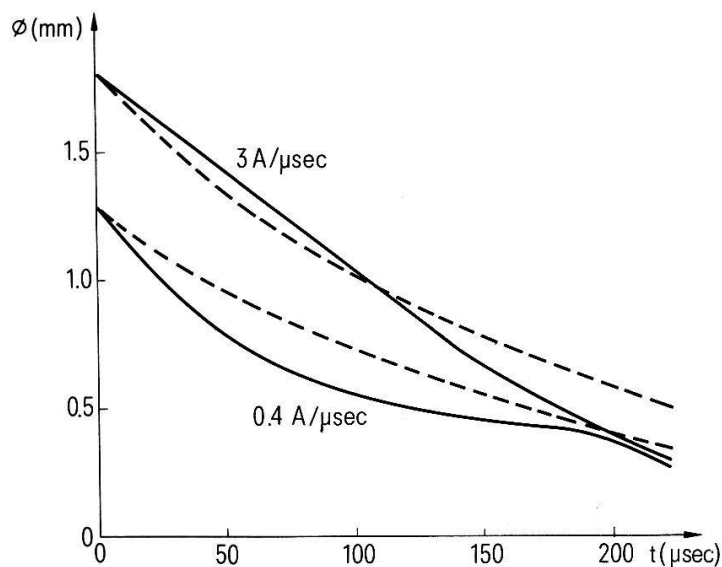


Figure 3

Comparison of experiments and theory: time evolution of the hot gas channel for two different current slopes.

— experiment  
---- laminar theory 300 K isotherm

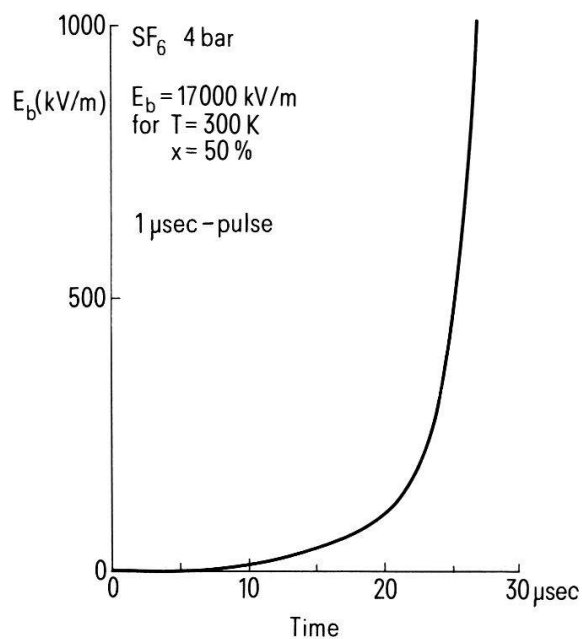


Figure 4  
Breakdown characteristic for a double flow arrangement.

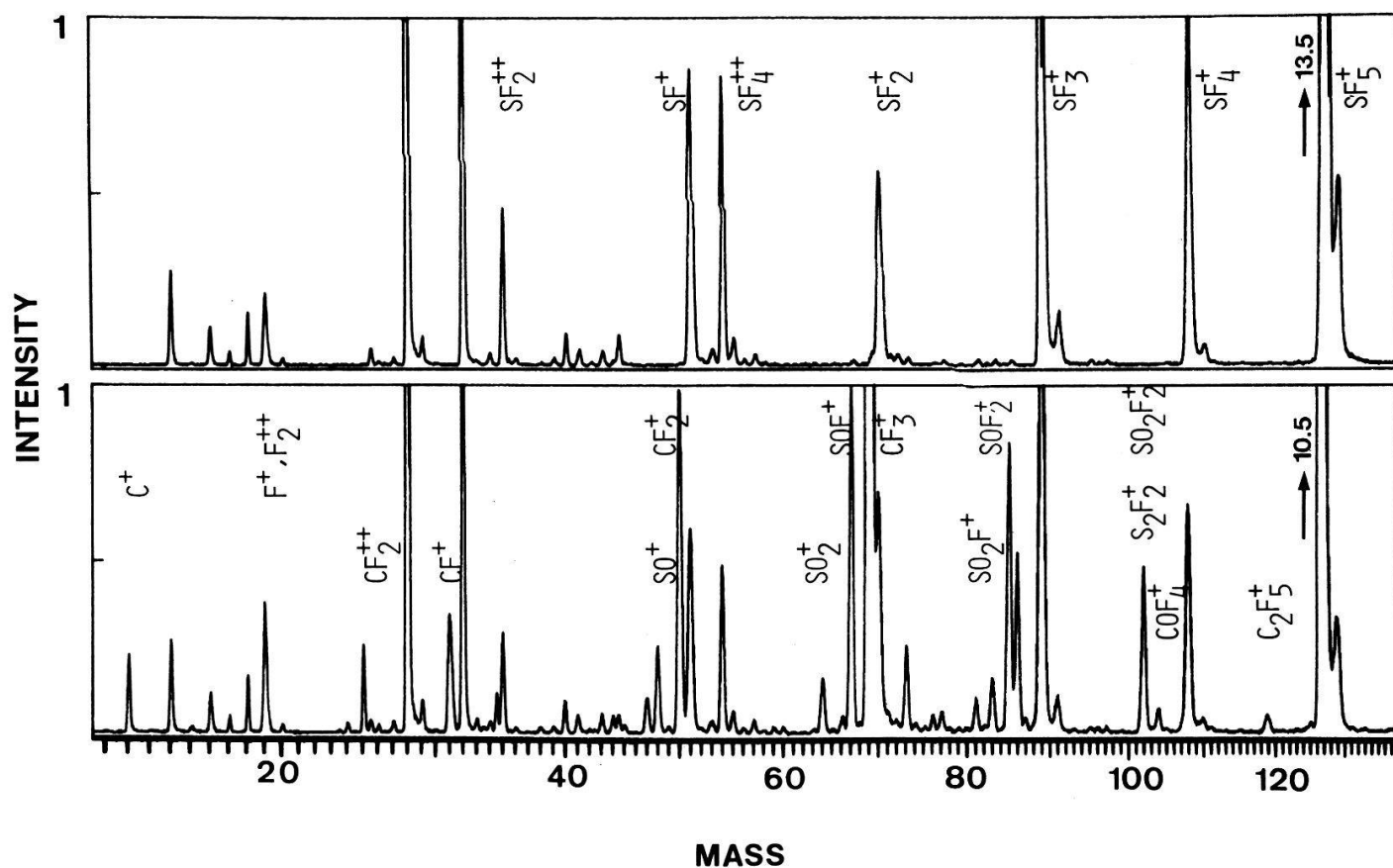


Figure 5  
Mass spectrum of SF<sub>6</sub> at 1 bar.  
Upper part: no arc present.  
Lower part: decomposed SF<sub>6</sub>, arc: I = 15 A; 30 sec, graphite electrode.

## Breakdown field strength

The temperature decay discussed above describes the free recovery of a gas blast arc column. In order to check the critical field strength of the stagnation region, an electrical field was included in our calculations considering the joule heating term only. Pulses with a 1  $\mu$ s-rise time are applied to reignite the arc. The reignition was recognized as a sharp increase of the temperature of the gas column. Figure 4 shows an example of a breakdown characteristic. The exponential dependence of the electrical conductivity leads to the sharp increase in the breakdown field strength seen around 20  $\mu$ s after current zero. An increase in the breakdown field strength before that time can be obtained only if the thermal conductivity is increased by turbulence [6, 7]. However the characteristic shape is remained and shifted toward shorter time.

## Chemical composition

Since the arc temperature exceeds the dissociation as well as the ionisation limit, various ions and new components are present in the arc chamber. With the aid of a high-pressure mass-spectrometric system [8, 9] the decomposal of the SF<sub>6</sub> gas has been studied. The upper part of Fig. 5 shows the mass spectrum of the SF<sub>6</sub> cold gas flow. The different ions shown are due to fragmentation of the SF<sub>6</sub> molecule in the ion source of the mass-spectrometer. The lower spectrum is typical for decomposed gas in the exhaust of a dc arc. SF, SOF and CF compounds are the main decomposition products, the latter originating from reactions of the hot gas with electrode material (i.e. graphite). If other electrode materials are used (e.g. W-Cu) different compounds can be identified [10].

## REFERENCES

- [1] H. P. GRAF, H. P. MEILI, H. J. SCHÖTZAU and CH. STURZENEGGER, H.P.A. 55, 590 (1982).
- [2] E. RICHLEY and D. T. TUMA, IEEE Trans. Plasma Sci. PS-8, 405 (1980).
- [3] W. TIEMANN, IEEE Trans. Plasma Sci. PS-8, 368 (1980).
- [4] L. S. FROST and R. W. LIEBERMANN, Proc. IEEE 59, 474 (1971).
- [5] R. W. LIEBERMANN and J. J. LOWKE, J.Q.S.R.T. 16, 253 (1976).
- [6] R. E. KINSINGER, Paper T 74182-2, IEEE-PES-Winter Meeting, New York (1974).
- [7] K. RAGALLER, W. EGLI and K. P. BRAND, IEEE Trans. Plasma Sci. PS-10, 154 (1982).
- [8] W. RÜEGSEGG, H. J. SCHÖTZAU and F. K. KNEUBÜHL, H.P.A. 55, 587 (1982).
- [9] W. RÜEGSEGG, H. J. SCHÖTZAU and F. K. KNEUBÜHL, Appl. Phys. B 31 (1982) in press.
- [10] L. C. FREES, I. SAUERS, H. W. ELLIS and L. G. CHRISTOPHOROU, J. Phys. D: Appl. Phys. 14, 1629 (1981).

## Determination of the energies of impurity ions in a low pressure plasma using plasma chemical etching

J. K. GIMZEWSKI and S. VEPŘEK, Anorganisch-Chemisches Institut der Universität Zürich, Winterthurerstrasse 190, CH-8057 Zürich

A new method is presented for the determination of the implantation depths of metallic ions in a carbon (or silicon) probe from which the ion energy is

calculated using L.S.S. theory. The implantation depth is determined from the increase in intensity of an XPS or Auger peak from the impurity species observed upon selectively etching the substrate material in a hydrogen plasma. The method offers several advantages over standard sputter-etching depth profiling techniques. The theoretical background and experimental results will be discussed.

## ***Autres domaines I***

### **Calorimetric studies of foods**

A. RAEMY, F. MICHEL and P. LAMBELET, Nestlé, Département Recherche, CH-1814 La Tour-de-Peilz

Different techniques can be used for studying the thermal behaviour of foods or food constituents. In our methodology, the basic instruments are a differential thermal analysis apparatus and two heat flux differential scanning calorimeters. To aid interpretation of the calorimetric curves and to obtain complementary information, other techniques are used: hot stage microscopy, temperature-programmed heating furnace. For data treatment, the heat flux calorimeters are connected to a centralized laboratory automation system. Some fields of interest are described briefly: fusion, crystallization, fat characterization, specific heat, decomposition phenomena, ignition temperatures. The temperature range generally scanned in food studies is  $-50^{\circ}\text{C}$  to  $300^{\circ}\text{C}$ . In the region around  $0^{\circ}\text{C}$  the industrial operations concerned are freezing and freeze-drying; around  $100^{\circ}\text{C}$ , drying and solid-liquid extraction, above  $100^{\circ}\text{C}$  roasting. The high temperature data are also used for security considerations.

### **Optisch betriebene Brandmeldeeinheit mit Analogwertübertragung**

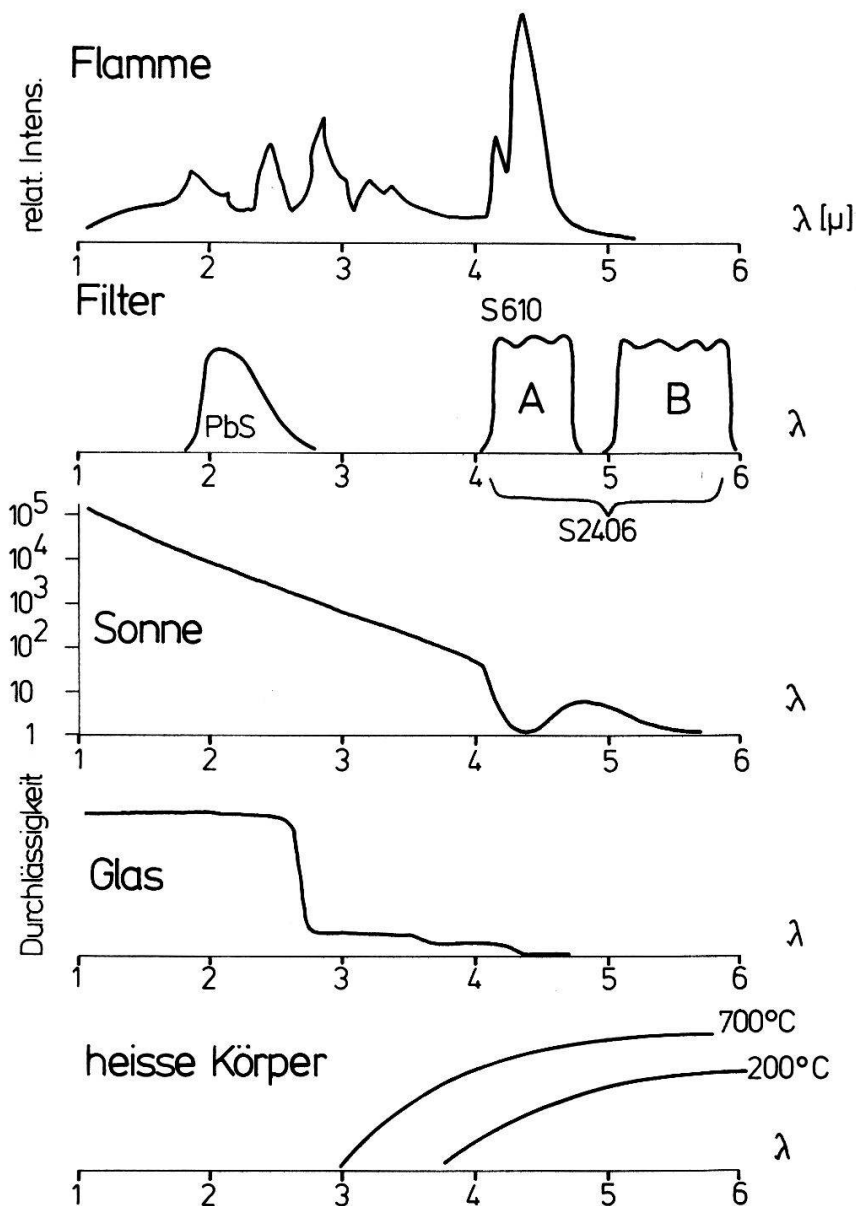
W. MEIER und H. GÜTTINGER, Cerberus AG, CH-8708 Männedorf

Ein Messsystem wird vorgestellt, in welchem ein leistungsarmer elektrischer Sensor über eine erste Glasfaser mit optischer Leistung versorgt und das Messsignal als Analogwert über die gleiche oder eine zweite Glasfaser an die Auswerteeinheit zurückgebracht wird. Solche Systeme sind dann von Interesse, wenn der Messensor entfernt von der Auswerteeinheit plaziert werden muss und die Verbindungsleitungen durch elektromagnetisch gestörtes oder explosionsgefährdetes Gebiet führen. Als Beispiel wird ein Brandüberwachungssystem beschrieben, bei welchem der Messensor nach dem Prinzip des Ionisationsrauchmelders funktioniert. Das Licht einer Laserdiode wird in die erste Glasfaser gekoppelt und auf der Sensorseite auf ein Solarzellenarray gegeben. Ein kleiner Teil des Lichtes wird durch einen LCD in die zurückführende zweite Glasfaser gekoppelt. Als Analogwert dient der zeitliche Abstand zwischen Dunkelperioden konstanter Dauer, welche durch Schalten des LCD im zurückgesandten Licht erzeugt werden. Das Konzept und die wesentlichen Schaltungsmerkmale werden vorgestellt.

## Zwei neue Flammenmelder

D. TAR, Cerberus AG, CH-8708 Männedorf

Die Fühler der IR-Flammenmelder wurden in der letzten Zeit aus PbS-Fotoleiter-Material gemacht. Dieses Material hat den Nachteil, dass in seinem Empfindlichkeitsgebiet ( $\lambda = 1.5\text{--}2.6\ \mu$ ) viele Störstrahler wie Glühlampen und Sonne strahlen (Fig. 1). Es genügt, diese Quelle nur mit ca. 8 Hz zu modulieren, um Fehlalarme auslösen zu können. Ausserdem sind diese Detektoren in der Umgebungstemperatur begrenzt, denn über  $45^\circ\text{C}$  zersetzt sich das PbS. Ein weiterer Nachteil besteht darin, dass seine Empfindlichkeit mit ansteigender Temperatur stark abnimmt. Nachteilig ist es auch, dass die Empfindlichkeit von PbS mit der Intensität der kontinuierlichen Hintergrundstrahlung stark abnimmt. Unser Bestreben war es, diese Nachteile der Flammenmelder zu eliminieren.

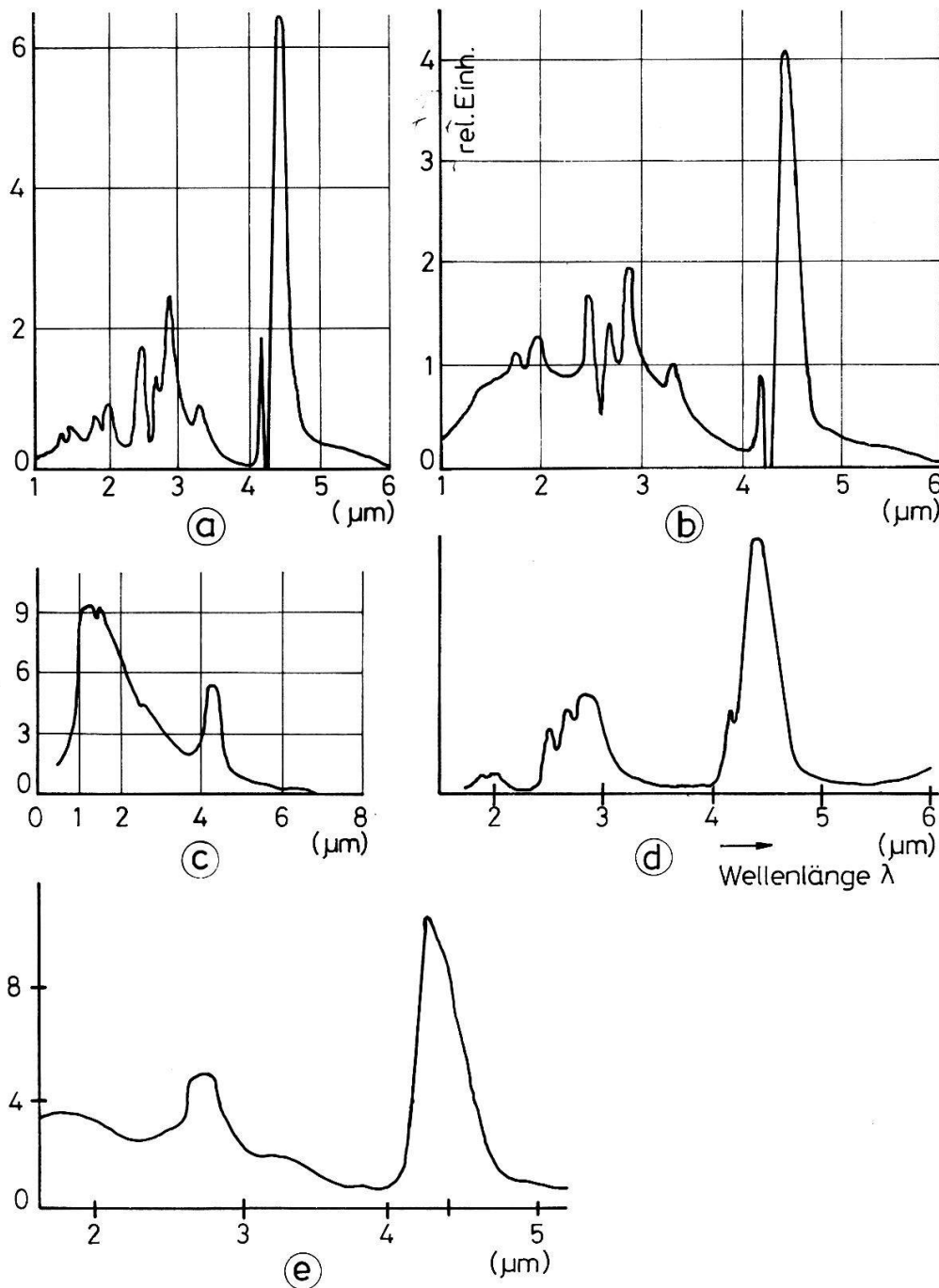


Figur 1

Gegenüberstellung von Flammenspektrum, Filtercharakteristiken, Sonneneinstrahlung, Durchlässigkeit vom Glas und Strahlung heisser Körper.

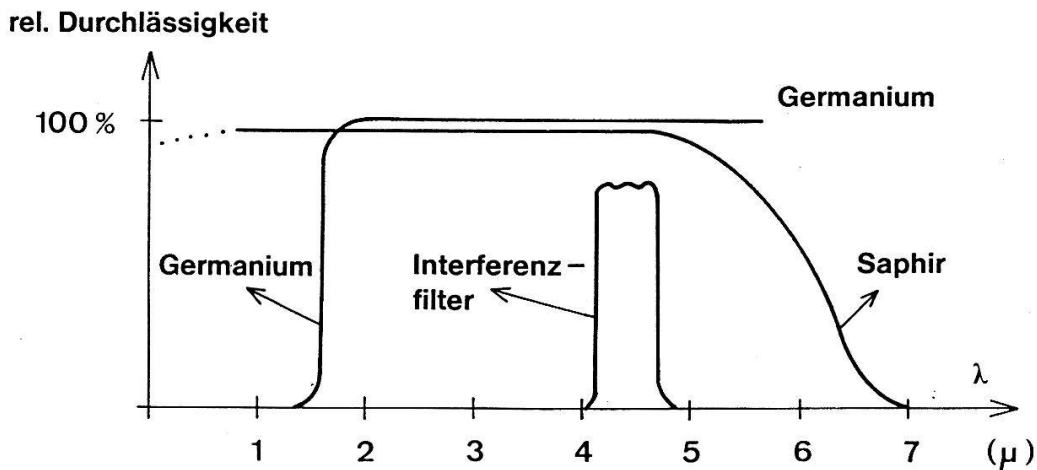


Durch die Untersuchung der Flammenspektren, die aus verschiedenen brennbaren Materialien stammen (Fig. 2), ist ein auffallendes Charakteristikum feststellbar. Alle Flammen haben ein stark ausgeprägtes Maximum in dem Wellenlängenbereich von  $4.1$  bis  $4.7 \mu$  [1, 2, 3]. Somit ist der Gedanke naheliegend, dass das Empfindlichkeitsgebiet der neuen Flammenmelder im Maximum zu legen ist. Pyroelektrische Materialien sind im weiten Wellenlängenbereich von  $0.2 \mu$  bis  $100 \mu$  empfindlich, aber erst in den letzten Jahren ist es den



Figur 2

Flammenspektren von verschiedenen Materialien gemessen von verschiedenen Autoren. Relative Bestrahlungsstärke in Abhängigkeit von der Wellenlänge. (a) = Alkohol, (b) = Holz, (c) = Hefnerkerze, (d) = Methangas, (e) = (c).



Figur 3  
Filteranordnung für Flammenmelder.

Herstellern gelungen, sehr empfindliche pyroelektrische Sensoren auf der Basis von  $\text{LiTaO}_3$  herzustellen.

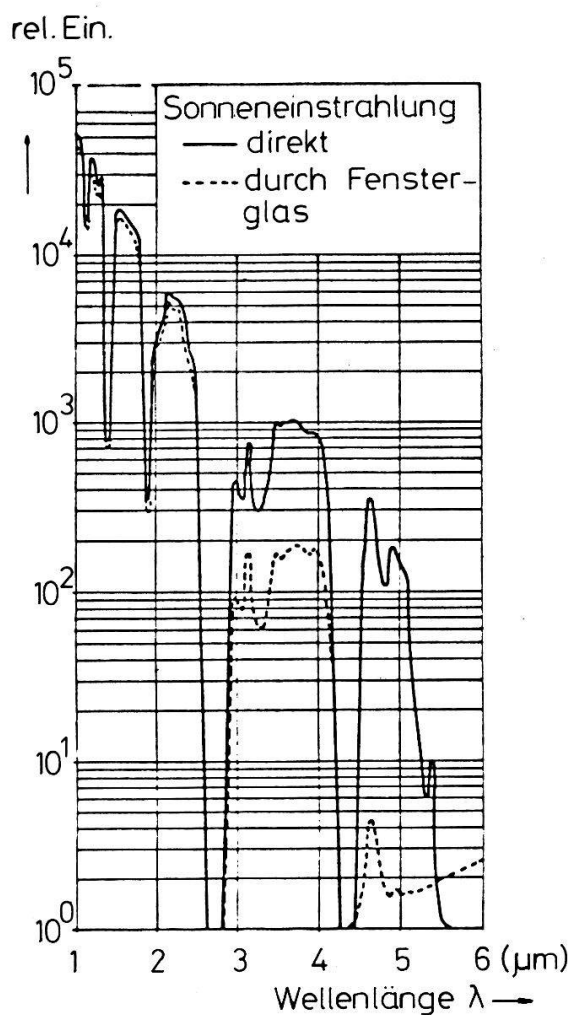
Mit diesen Sensoren konnten die neuen Flammenmelder im gewünschten  $4.1\text{--}4.7\ \mu$   $\text{CO}_2$ -Band aufgebaut werden (Fig. 1, Kanal A). Sie haben eine Filteranordnung von Saphir, Ge und Interferenzfilter (Fig. 3). Bei den neuen Flammenmeldern (S610) stören die Lampen und die Sonne wesentlich weniger (ca. Faktor 200) als bei dem PbS-Melder. Ihre Empfindlichkeit ist auch praktisch konstant in Funktion der Temperatur, und so kann der Melder bis auf  $80^\circ\text{C}$  gebraucht werden. Das differentielle Verhalten des pyroelektrischen Sensors:  $\text{Signal} \sim dI/dT$  (wobei  $I$  = Intensität der einfallenden Strahlung,  $T$  = Temperatur) ist auch der Grund dafür, dass seine Empfindlichkeit auch durch eine starke, konstante Hintergrundstrahlung unbeeinflusst bleibt. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass der Melder auch für Aussenanwendungen geeignet ist, weil erstens sein Empfindlichkeitsgebiet weiter weg von den Sonnenstrahlen ist (Fig. 1) und zweitens haben die Sonnenstrahlen eine Lücke in der Umgebung von  $4.3\ \mu$  wegen der Undurchlässigkeit der  $\text{CO}_2$ -Moleküle in der Atmosphäre (Fig. 4).

Nachteil des S610 Melders: Er alarmiert auf heisse Körper eher als der PbS-Melder.

Das war der Grund für die Entwicklung eines intelligenten Melders [4, 5, 6]. Er besitzt zwei pyroelektrische Sensoren. Im Hauptkanal (Kanal A für Feuer) besitzt er den gleichen Fühler wie der S610 Melder. Damit hat er die gleichen Vorteile. Zusätzlich aber besitzt er einen zweiten pyroelektrischen Sensor (Kanal B = Sperrkanal im  $5\text{--}6\ \mu$ -Band) (Fig. 1), welcher für die Erkennung der heissen Körper dient. Prinzip des Flammenmelders mit zwei pyroelektrischen Sensoren: Das charakteristische Flammenspektrum hat zwei Merkmale (Fig. 2):

1. Alle Flammen haben ein Maximum im Gebiet von  $4.1\text{--}4.7\ \mu$
2. Alle Flammen haben darüber eine Intensitätslücke oberhalb von  $4.7\ \mu$

Diese Merkmale legt sich der S2406-Melder als Kriterium für das Vorhandensein einer Flamme zugrunde ( $A/B \gg 1$ ). Bei heissen Körpern ist es nämlich anders. Bei ihnen fehlt dieser abrupte Intensitätsunterschied und so sind ca. gleichgrosse oder ( $A < B$ )-Signale (Fig. 1) in den Kanälen vorhanden. Damit ergibt sich für die

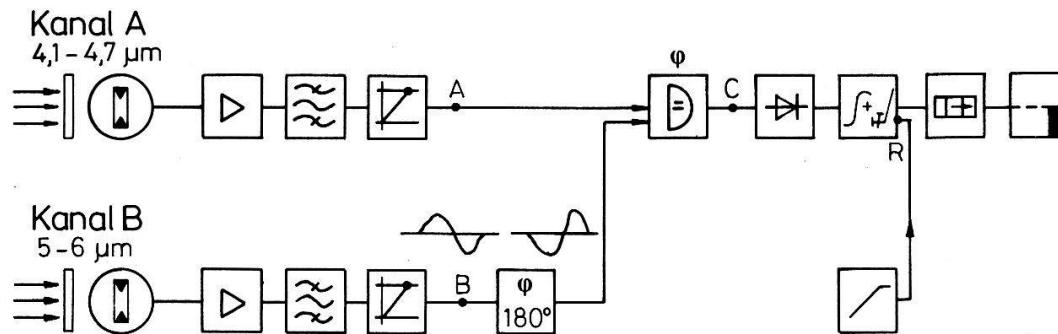


Figur 4  
Spektrale Bestrahlungsstärke bei Sonneneinstrahlung.

Logik des Melders:

| Signal |   | A/B      | Phase<br>A mit B | Strahler           | Resultat   |
|--------|---|----------|------------------|--------------------|------------|
| A      | B |          |                  |                    |            |
| 1      | 0 | $\gg 1$  | synchron         | Flamme             | Alarm      |
| 1      | 1 | $\sim 1$ | asynchron        | Flamme und Störung | Alarm      |
| 1      | 1 | $\sim 1$ | synchron         | heisse Körper      | kein Alarm |

Der S2406-Melder unterscheidet die Flamme gegenüber einer Störstrahlung dadurch, dass er mit dem zweiten Fühler ständig die evtl. vorhandene Störstrahlung der heissen Körper misst (Kanal B). Wenn diese im Verhältnis zum Signal des ersten Sensors gross genug ( $A/B \sim 1$ ) und synchron mit ihm ist, dann liegt ein heisser Körper vor; der Melder meldet keinen Alarm. Wenn das zweite Signal nicht vorhanden ist ( $A/B \gg 1$  Situation Flamme), oder vorhanden ist aber



Figur 5

Blockschema des Flammenmelders mit zwei pyroelektrischen Sensoren.

asynchron (Antikoinzidenz) vorkommt ( $A/B \sim 1$  Situation Flamme mit phasenverschobener Störung), dann alarmiert der Melder.

Die Fig. 5 zeigt das Blockschema des S2406-Melders.

#### REFERENZEN

- [1] W. KIRSCH, Zur Bestimmung der für die selbsttätige Brandentdeckung geeigneten Wellenlängengebiete im Bereich der Infrarotstrahlung, Dissert. TH-Aachen 1970.
- [2] W. PEPPERHOF et al., *Zur Optik leuchtender Flammen*, Archiv für das Eisenhüttenwesen 23 (1952), Heft 9/10, S. 340.
- [3] R. BUCKINS et al., *Infrared flame radiation*, Dept. of Mech. Eng. Univers. California Berkeley: UCB FRG 76-5, p. 12.
- [4] D. TAR, c/o Cerberus AG, Männedorf, CH-Patentschrift 628 171 vom 25.04.1978, USA-Patent 4 280 058, Deutsche Patentschrift DE 28 23 411, UK-Patent GB 2 020 417 etc.
- [5] P. WÄGLI und J. MUGGLI, *Infrared Techniques in Security Systems*, Journées d'Electronique 1982, CH-Lausanne.
- [6] J. MUGGLI und P. WÄGLI, *Infrarottechnik in Sicherheitssystemen*, Bull. ASE/UCS 73 (1982), p. 1218.

### Charge carrier separation at the illuminated insulator/electrolyte interface

H. VON KÄNEL, E. KALDIS and P. WACHTER, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

H. GERISCHER, Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft, Faradayweg 4-6, D-1000 Berlin 33

In contrast to the numerous investigations of the semiconductor/electrolyte interface, there have been only few photoelectrochemical studies of the insulator/electrolyte interface in the past.

The main reason for this can be found in the poor quantum yield which is usually observed at nearly intrinsic semiconductor (and insulator) electrodes. This in turn is due to the lack of a sufficiently narrow space charge region, the high electric field in which is responsible for the efficient separation of charge carriers at an illuminated (suitably doped) semiconductor electrode.

Efficient carrier separation can be achieved at insulating electrodes, however, by employing a recently discovered new method, which makes use of the photoconductivity [1]. In this approach the sample is illuminated with a second light source providing subbandgap radiation of suitable wavelengths. This can lead

to a dramatic change of the potential distribution in the electrode in favour of a more efficient separation of the charge carriers produced by the short wavelength ( $h\nu > E_g$ ) radiation.

Applying the new technique to highly resistive  $\text{HgI}_2$  ( $E_g = 2.1 \text{ eV}$ ,  $\rho \approx 10^{13} \Omega\text{cm}$  at 300 K) we did indeed find a dramatic change of the photocurrent – potential curves at an anodically polarized electrode, indicating the formation of a space charge region at high enough intensities of the subbandgap radiation. This is accompanied by a huge increase of the quantum efficiency ( $\approx$  factor 100) up to values exceeding 50% for  $\lambda < 570 \text{ nm}$  ( $h\nu > E_g$ ). While the detailed behaviour (e.g. time dependence of the barrier formation, etc.) depends heavily on the nature of the trapping and recombination centres of a particular material, the new method of ‘optical doping’ provides a general means for the investigation of potentially useful (but insufficiently doped) materials for solar cell and photo-electrolysis applications.

#### REFERENCE

- [1] H. GERISCHER, M. LÜBKE and B. BRESSEL, J. Electrochem. Soc., in print.

## **Autres domaines II**

### **Mesure, à haute résolution, de la résistivité de petits disques métalliques**

D. MAEDER et A. STEINER, Université de Genève, DPNC, 32 Boulevard d'Yvoy, CH-1211 Genève 4

La mesure de  $\rho$  (=résistivité) est un indicateur intéressant pour caractériser l'état d'un matériau qui, par exemple, subit une transformation martensitique. Souvent, les changements de  $\rho$  sont relativement faibles et les échantillons – sous forme de disques minces préparés pour la microscopie – se prêtent mal aux mesures en courant continu. Des méthodes dites à ‘courants de Foucault’, décrites dans la littérature [1], s'appliquent aisément aux cas d'un cylindre long, ou d'une sphère, dans un solénoïde sans fer. Dans le but d'améliorer la sensibilité pour disques, nous avons choisi une géométrie de pots de ferrite (Fig. 1A), avec un entrefer permettant l'insertion de disques jusqu'à 1 mm d'épaisseur environ.

Nous utilisons, dans chaque moitié de pot, un enroulement séparé, et nous mesurons le vecteur de tension secondaire par rapport à celui du courant primaire; en termes d'un schéma équivalent (Fig. 1B), où  $R_s$  et  $L_s$  représentent l'effet de l'échantillon, c'est le rapport suivant qu'il faudrait évaluer (nous négligeons  $C_0$  ici):

$$\frac{U_s \text{ (avec éch.)}}{U_{s0} \text{ (à vide)}} \approx 1 - k_s^2 \frac{j\omega\tau_s}{1 + j\omega\tau_s} = 1 - k_s^2 \frac{y(j+y)}{1+y^2} \quad (1)$$

avec

$$k_s = k_0 \sqrt{L_0/L_s}, \quad \tau_s = L_s/R_s, \quad y = \omega\tau_s$$

$k_0$  = coefficient de couplage à vide ( $\approx 0.45$ ).

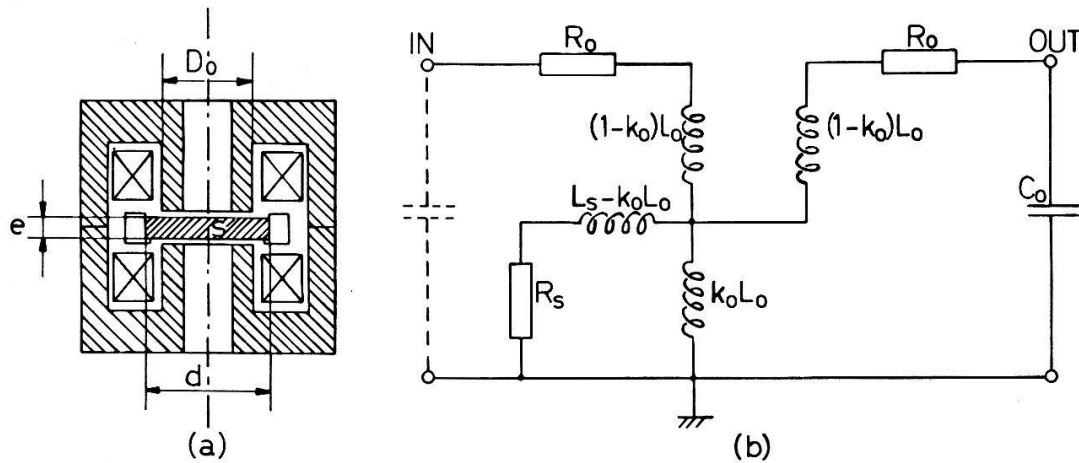


Figure 1

- (a) Coupe par un pot de ferrite (Philips RM4,  $D_0 = 3.8$  mm) avec échantillon  $s$ .  
 (b) Circuit équivalent, où l'échantillon est caractérisé par un coefficient  $k_s = k_0 \sqrt{L_0/L_s}$  et une constante de temps  $\tau_s = L_s/R_s$ .

$\tau_s$  dépend surtout de  $\rho$ ,  $k_s$  surtout de la géométrie de l'échantillon; mais tous les deux paramètres varient encore en fonction de la fréquence  $\omega$  en raison de l'effet de peau. Un calcul théorique de  $\rho$ , à partir des dimensions de l'échantillon ( $d$  = diamètre,  $e$  = épaisseur) et de celles du pot de ferrite, et des valeurs de (1) mesurées à différentes fréquences, serait très compliqué.

Afin d'établir une approximation, nous comparons (1) à la formule théorique d'une sphère (de rayon  $a$ ) placée dans un solénoïde. Wejgaard et Tomar [2] utilisent les paramètres

$$x \equiv \frac{a}{\delta} = a \sqrt{\frac{\mu_0 \omega}{2\rho}} \quad \text{et} \quad s (= \text{'size'}, \leq \frac{2}{3}) \quad (2)$$

pour exprimer le rapport

$$\frac{U_s (\text{avec éch.})}{U_{s0} (\text{à vide})} = 1 + s\chi(x), \quad \chi = -\frac{3}{2} \left[ 1 + \frac{3j}{x^2} + \frac{3\sqrt{j} \cot(x/\sqrt{j})}{x} \right] \quad (3)$$

en fonction de  $a$ ,  $s$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ . Sur la Fig. 2, on voit les lieux géométriques de l'expression (3), pour trois valeurs du facteur de remplissage, soit  $s = 0.61, 0.72, 0.83$ ; sont également indiqués quelques lignes  $x = \text{const.}$  (ou  $y = \text{const.}$ ) ainsi que deux demi-cercles représentant l'expression (1) pour  $k_s^2 = 0.77$  et  $0.71$ . Aux BF, (3) équivaut à:

$$1 + s\chi = 1 - s \cdot jz[1 - 0.95jz - z^2], \quad \text{avec} \quad z = 2x^2/10 = \frac{a^2 \mu_0 \omega}{10\rho} \ll 1 \quad (4)$$

En comparant ceci avec (1), on constate les analogies suivantes:

$$k_s^2 \approx 1.05s, \quad \tau_s \approx \frac{a^2 \mu_0}{10.5\rho}, \quad y \approx 0.95z = \frac{x^2}{5.25} \ll 1 \quad (5)$$

Par exemple, le demi-cercle  $k_s^2 = 0.77$  suit de très près la courbe  $s = 0.72$  jusqu'au point  $P$  proche du maximum de sensibilité ( $x_P \approx 2.38$  resp.  $z_P \approx 1.06$ ). Or, le schéma équivalent prévoit  $y_P = 1$ , c'est-à-dire que la 'constante'  $\tau_s$  (selon (5))



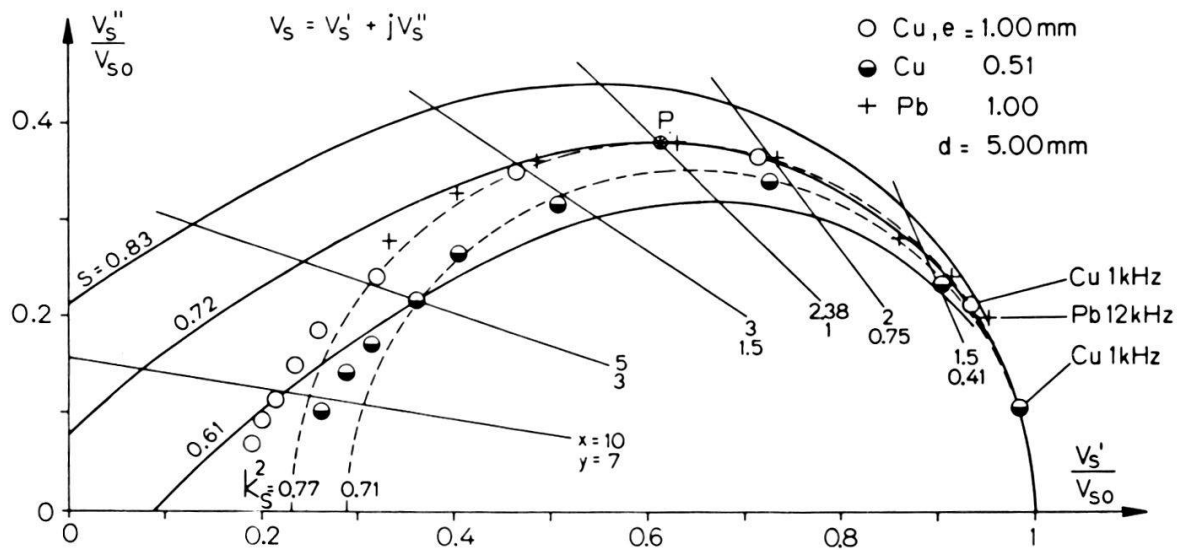


Figure 2

Vecteurs de tension secondaire, en fonction des paramètres  $s$ ,  $x$  (sphère dans solénoïde) ou de  $k_s^2$ ,  $y$  (transformateur équivalent), avec des points mesurés pour disques en Cu (à 1/2.5/5/10/15/20/30/40/60 kHz) et en Pb (à 12/20/30/40/60/80/100 kHz).

subirait des corrections peu importantes jusqu'à  $y = 1$ . Pour déterminer expérimentalement ces corrections, nous avons effectué des mesures à différentes géométries pour une même matière, ou à géométrie fixe pour diverses matières (Cu, Al, laiton, Pb), en balayant chaque fois la plage de  $\sim 1 \cdots 100$  kHz avec un redresseur 'Lock-In'. A titre d'exemple, nous avons reporté les résultats de trois de ces séries sur la Fig. 2. L'ensemble des mesures confirme l'utilité de la formule (1), avec une relation simple entre  $y$  et les caractéristiques de l'échantillon (en redéfinissant  $x$ ):

$$y = \text{const.} \frac{x^2}{\sqrt{1 + (x/2\pi)^2}}, \quad x \equiv \frac{\sqrt{ed}}{\delta} \quad (6)$$

Un montage à deux pots identiques, dont l'un contient un échantillon de référence ( $\rho$  connu,  $y \approx 1$ ) nous a permis d'atteindre une résolution  $\Delta\rho/\rho$  de l'ordre du pour mille pour les variations en fonction de la température.

Un article détaillé paraîtra ailleurs.

## RÉFÉRENCES

- [1] M. D. ROSENTHAL and B. W. MAXFIELD, Rev. Sci. Instrum. 46(4), 398 (1975).
- [2] W. WEIJGAARD and V. S. TOMAR, J. Phys. E: Sci. Instrum. 7, 395 (1974).

## Eine Methode zur Datierung einer Frühbestrahlung auf der Mondoberfläche

O. EUGSTER, Physikalisches Institut der Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Mehrere Mondstaubproben und Mondsteine waren in der Frühgeschichte des Mondes der kosmischen Strahlung (KS) und dem Sonnenwind ausgesetzt. Dieses Material wurde dann tief begraben und kam erst in den letzten Millionen Jahren

wieder an die Oberfläche. Bei der entwickelten Methode wird zuerst die Dauer der Bestrahlung durch die Teilchen der KS bestimmt. Die Messung der Menge von Xenon, das eindeutig durch die Neutronen-induzierte Spaltung von  $^{235}\text{U}$  entstanden ist, ermöglicht dann die Bestimmung des Zeitpunkts, an dem die Frühbestrahlung stattfand. Die Neutronen, die für die Spaltung verantwortlich sind, wurden bei der Wechselwirkung der KS mit dem Mondmaterial erzeugt. Die Methode ist von speziellem Interesse für die Mondstaubproben, die vor ungefähr 3 Milliarden Jahren Edelgase einfingen, deren Isotopenhäufigkeiten Aufschlüsse über die Frühgeschichte der Sonne und der Mondatmosphäre erlauben.

### **$^{10}\text{Be}$ -Produktionsschwankungen gemessen in polaren Eisproben**

J. BEER, M. ANDRÉE, H. OESCHGER und U. SIEGENTHALER, Physikalisches Institut der Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

G. BONANI, M. SUTER und W. WÖFLI, Laboratorium für Kernphysik, ETHZ, CH-8093 Zürich

$^{10}\text{Be}$  ( $T_{1/2} = 1.5 \times 10^6 \text{y}$ ) wird ähnlich wie  $^{14}\text{C}$  ( $T_{1/2} = 5730 \text{y}$ ) in der Erdatmosphäre durch die galaktische kosmische Strahlung produziert.  $^{14}\text{C}$ -Messungen an Baumringen zeigen, dass die Produktionsrate während der letzten ca. 10 000 Jahre nicht konstant war, sondern unter anderem durch die Sonne über magnetische Eigenschaften des Sonnenwindes moduliert wurde. Dank der neuentwickelten Beschleuniger-Massenspektrometrie ist es jetzt möglich,  $^{10}\text{Be}$  in polaren Eisproben zu messen, das Produktions-Schwankungen, wegen der kleineren Dämpfung, viel direkter als  $^{14}\text{C}$  wiedergibt. Erste Untersuchungen von grönländischem Eis zeigen in guter Übereinstimmung mit  $^{14}\text{C}$ -Daten von amerikanischen Bäumen, dass, während der praktisch sonnenfleckfreien Periode zwischen 1600 und 1750 n.Chr. (Maunder-Sonnenfleckenninimum, kleine Eiszeit), die Produktion von Radioisotopen in der Atmosphäre wesentlich erhöht war.

### ***Théorie: équilibre et stabilité***

#### **Stabilitätsstudien für das internationale Fusionsreaktorprojekt**

R. GRUBER, R. KELLER, H. SAURENMANN und F. TROYON, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Schweiz

INTOR ist ein internationales Test-Reaktor-Projekt, das alle Elemente eines thermonuklearen Fusionsreaktors beinhalten soll. Die vielen zu lösenden Probleme werden von verschiedenen Gruppen gleichzeitig in Europa, Japan, USSR und USA behandelt. Für Fragen über Stabilität des Plasmas hat das CRPP die Verantwortung in Europa übernommen. Die zwei Hauptprobleme, die wir bisher untersucht haben, sind: (a) Berechnung der  $\beta$ -Limiten als Funktion der Plasmaform und der gewählten Druck- und Stromprofile, (b) die aktive Stabilisierung

der durch die Elliptizität des Plasmas hervorgerufenen vertikalen Auslenkungen.

Die Bedeutung der erhaltenen Resultate für das INTOR-Projekt werden diskutiert.

### **Résolution de l'équilibre MHD statique par une variante simple de la méthode MULTIGRID**

S. SEMENZATO et R. GRUBER, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Suisse

La résolution de l'équilibre magnétohydrodynamique (MHD) statique s'obtient en suivant le double schéma itératif:

- itération externe sur la non-linéarité
- itération interne sur le problème linéarisé

La méthode de surrelaxation utilisée pour résoudre le problème linéarisé nécessite un grand nombre d'itérations. MULTIGRID (méthode à maillages multiples) offre un moyen puissant pour réduire ce nombre d'itérations. Nous présentons l'application d'une variante de MULTIGRID au calcul d'équilibre de la configuration torique JET.

### **Development of a non-linear resistive MHD code**

G. KURITA, K. APPERT, R. GRUBER and J. VACLAVIK, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Switzerland

A non-linear resistive MHD code is being developed. The full set of resistive MHD equations is used instead of the reduced set of equations of the incompressible model. The most important problem encountered is the fast magnetosonic timescale which renders the computations very timeconsuming. We solve implicitly the equations containing the fast timescale and consequently obtain a larger time step compared to the explicit time integration scheme.

### ***Théorie cinétique***

### **Plasma Astrophysik an der Gruppe für Radioastronomie der ETHZ**

A. BENZ, Institut für Astronomie, ETH, CH-8092 Zürich

In den Eruptionen der Sonne wird Energie aus dem Magnetfeld freigesetzt in der Grössenordnung von  $10^{32}$  erg. Beobachtungen von Radioemissionen und Röntgenstrahlen können nachweisen, dass die Energie bei der Wechselwirkung von grossen (alten) und kleinen (jungen) bogenförmigen Magnetfeldern freigesetzt wird. Die Radiostrahlung kann verschiedene Ursachen haben.

Neben der bekannten Zweistrom-Instabilität (Typ III Burst) könnten auch loss-cone Instabilitäten eine Rolle spielen. Eine besonders interessante Möglichkeit wäre Emission durch Wellen, die von der primären Energiefreisetzung (z.B. Strominstabilität) herrühren. Plasmawellen können durch Wechselwirkung mit Langmuirwellen Radioemission abstrahlen.

### **Kinetic calculation of the ponderomotive effects of an ion cyclotron wave: an application of the oscillation-centre theory**

M. C. FESTAUBARRIOZ, F. TROYON and M. Q. TRAN, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne

Lie algebra yields a canonical transform leading to the ponderomotive potential acting on pseudo-particles, namely the particles from which the fast motion has been removed. Perturbations of density, pressure and current of a two-ion, magnetized and bounded plasma, due to a standing ion cyclotron wave are obtained by transforming back into the coordinates of the real particles. It is shown that the perturbations calculated for the pseudo-particles are similar to those for the real particles.

### **Migma-Fusionstheorie**

P. VONTOBEL und T. AUERBACH, Institut für Reaktortechnik, ETH-Zentrum, CH-8092 Zürich

Die selbstkonsistente Ionendichteverteilung endlicher axialer Ausdehnung in einem zylindersymmetrischen Spiegelfeld mit Vektorpotential der Form  $A_\theta = Br(1 - \alpha/2 r^2 + 2\alpha z^2)$  wird in einem Vlasovmodell studiert. Die Vlasovgleichung wird unter der Annahme vollkommener Neutralisierung und vernachlässigbarem Einfluss des ambipolaren Feldes durch die Beziehungen, die Energieerhaltung und Drallinvarianz ausdrücken, gelöst. Der Einschuss hohenergetischer (1 MeV) Deuteriumionen führt auf präzessierende kreisähnliche Bahnen, die im Zentrum zentrale Ionenkollisionen und eine hohe Ionendichte bewirken. Der Einschussstrahl besitzt eine endliche radiale und axiale Ausdehnung. Die selbstkonsistente Berechnung des Diamagnetfeldes aus der Ionenstromverteilung erfolgt iterative durch Anpassen der Parameter  $\alpha$  und  $B$ .

### **Quasilinear theory of inhomogeneous magnetized plasmas**

F. YASSEEN and J. VACLAVIK, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Switzerland

The quasilinear equations are derived for an inhomogeneous magnetized plasma without using the random phase approximation and the expansion in the

ratio of the Larmor radius to the inhomogeneity scale. The equations take into account both resonant and non-resonant interactions, and possess the necessary conservation properties.

### **Charged particle energy losses and relaxation times in dense plasmas**

YU. S. SAYASOV, Institut für Kernphysik II, Kernforschungszentrum Karlsruhe, D-7500 Karlsruhe 1  
(on leave of absence from the University of Fribourg, Switzerland)

Charged particle energy losses in classical non-ideal plasmas are calculated on the basis of dielectric theory of Singwi. It is shown that correlational effects leading to a difference between average fields (described by the Vlasov approximation) and local fields, can strongly influence the energy losses in such plasmas. In particular, for charged particles whose velocity is smaller than the electron thermal velocity the stopping power will be increased (in case of weakly non-ideal plasmas) by a factor  $1 + (2g/9)$ ,  $g$  is the plasma parameter.

### ***Théorie: chauffage et génération de courant***

#### **RF heating and current drive**

J. VACLAVIK, K. APPERT, A. H. KRITZ, L. MUSCHIETTI, S. SUCCI and L. VILLARD, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Switzerland

An overview of the theoretical studies on radiofrequency heating and current drive carried out at CRPP, Lausanne, is presented. In particular, various problems related to Alfvén wave heating and lower-hybrid-wave toroidal-current sustainment in Tokamak plasmas are discussed.

#### **Numerical modeling of electron runaway and current sustainment**

A. H. KRITZ, K. APPERT and J. VACLAVIK, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Switzerland

It has been shown that collisional pitch angle scattering may strongly influence the interaction of non-thermal electrons with RF-waves resulting from current drive [1]. To study these phenomena, a two-dimensional finite element code is being developed. A description of the code and preliminary results will be presented.

#### **REFERENCE**

- [1] C. F. F. KARNEY and N. J. FISCH, Phys. Fluids 22, 1817 (1979).



## **Geometrical effects on resonant absorption of MHD-waves**

S. SUCCI, K. APPERT and J. VACLAVIK, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Switzerland

Absorption of magnetoacoustic waves at the spatial Alfvén resonance is studied within the framework of a linear MHD theory including finite ion-cyclotron frequency effects.

A slab plasma configuration is considered and the spectral properties of the corresponding differential operator are numerically investigated attempting to elucidate the influence of geometry on various physical features involved.

## **Spectrum of low-frequency, non-axisymmetric oscillations in a cold, current-carrying plasma column**

L. VILLARD, K. APPERT and J. VACLAVIK, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Switzerland

The spectrum of low-frequency,  $m = \pm 1$  oscillations in a cold, collisionless, cylindrical plasma comprises the frequencies of the lowest radial eigenmodes and the surface modes of the fast magnetosonic wave, all the global eigenmodes of the Alfvén wave (ion cyclotron wave) and the Alfvén continuum. The spectrum of a homogeneous, currentless plasma cylinder is obtained from an analytical dispersion relation. This spectrum is compared with numerically-obtained spectra for non-uniform plasmas with and without axial current.

## **Physique nucléaire et corpusculaire**

### **Muonic atom experiments**

P. BERGEM, F. BIENZ, M. BOSCHUNG, T. Q. PHAN, G. PILLER, A. RÜETSCHI, L. A. SCHALLER, L. SCHELLENBERG and H. SCHNEUWLY, Institut de Physique de l'Université, CH-1700 Fribourg

G. FRICKE, G. MALLOT and H. G. SIEBERLING, Institut für Kernphysik der Universität, D-6500 Mainz

Recent nuclear physics, QED and  $\mu^-$ -chemistry experiments using high-resolution Ge detectors at the SIN muon channels are summarized. Experimental method and data analysis common to the different measurements are described. Particular emphasis is given to new developments, namely:

- (i) a high-pressure (200b) hydrogen target admixed with small amounts ( $10^{-4}$ – $10^{-5}$  atom %) of gaseous isotopes making use of the muon transfer effect, and
- (ii) the testing of an anti-Compton spectrometer (ACS) in the SIN muon



beams yielding a Compton reduction factor of 3-4 in the energy region below about 1.1 MeV.

Results are presented for nuclear charge radii differences upon addition of 1 or 2 neutrons for nuclei in the region from  $^{12}\text{C}$  to  $^{100}\text{Mo}$ , including the gaseous isotopes  $^{36,38,40}\text{Ar}$  and  $^{78,80,82,84,86}\text{Kr}$  measured with the hydrogen target. The recently evaluated data on  $^{32,34,36}\text{S}$  show the same trend as the Ar isotope shifts.

Magnetic hyperfine splittings of nuclear gamma rays by dynamic excitations of the cascading muon are used to extract magnetic dipole moments of excited states in  $^{209}\text{Bi}$ .

More precise  $2s$ - $2p$  transition energies are being obtained for the spin-zero nuclei  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{140}\text{Ce}$  and  $^{208}\text{Pb}$  with our ACS. Together with the  $2p$ - $1s$  energies, reliable nuclear polarization corrections should thus become available. In  $\mu^-$ - $^{208}\text{Pb}$ , the high-energy transitions have been calibrated using the well-known 6129 keV  $^{16}\text{O}$ -line, which is produced through the  $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$  reaction in a water target near the SIN proton beam stop.

### **Etude de la correction due à la polarisation nucléaire aux énergies de liaison dans l'atome muonique $^{90}\text{Zr}$**

P. BERGEM, M. BOSCHUNG, T. Q. PHAN, G. PILLER, A. RÜETSCHI, L. A. SCHALLER, L. SCHELLENBERG et H. SCHNEUWLY, Institut de Physique de l'Université, CH-1700 Fribourg

Les principales contributions au calcul de la polarisation nucléaire proviennent des modes d'excitation monopolaire et dipolaire. La connaissance imprécise de ces modes implique une incertitude de 10%–50% sur les valeurs calculées limitant ainsi la précision dans la détermination des paramètres qui décrivent la distribution de la charge nucléaire.

Pour mesurer les transitions partant du niveau  $2s$  ou  $y$  aboutissant, nous avons utilisé un spectromètre anti-Compton et déterminé, entre autres, des énergies des transitions  $2s$ - $2p$ ,  $2p$ - $1s$ ,  $3d$ - $2p$  dans l'atome muonique  $^{90}\text{Zr}$ . Nous en avons déduit, à part les rayons équivalents  $R_k$  de Barrett, les valeurs expérimentales de la polarisation nucléaire quant aux niveaux  $1s$  et  $2s$  avec une incertitude de l'ordre de 10% et les comparons aux calculs.

### **Valenzabhängigkeit des Müoneinfangs in Chlor**

M. BOSCHUNG, K. KAESER, T. Q. PHAN, G. PILLER, A. RÜETSCHI, L. A. SCHALLER, L. SCHELLENBERG und H. SCHNEUWLY, Physikinstitut der Universität, Pérolles, CH-1700 Freiburg

In den Verbindungen  $\text{NaCl}$ ,  $\text{NaClO}_2$ ,  $\text{NaClO}_3$  und  $\text{NaClO}_4$  kommt Chlor in den respektiven Valenzzuständen  $1^-$ ,  $3^+$ ,  $5^+$  und  $7^+$  vor. Aus früheren Messungen [1] an Stickstoff- und Schwefelverbindungen erwartet man eine Valenzabhängigkeit der Einfangsrate in Chlor. Die am SIN mit den erwähnten Chlorverbindungen durchgeführten Messungen zeigen, dass das Einfangsverhältnis  $A(\text{Cl}/\text{Na})$  nur wenig ändert. Das Verhältnis  $A(\text{Cl}/\text{O})$  ist hingegen empfindlicher auf den Valenzzustand des Chlor-Atoms.

## REFERENZ

[1] H. SCHNEUWLY et al., Phys. Lett. 66A, 188 (1978).

### Streuung von Protonen an $^{32}\text{S}$

H. R. WAMPFLER und V. MEYER, Physik-Institut der Universität Zürich, CH-8001 Zürich

Die elastische Streuung und die inelastische Streuung (zum 1. angeregten Zustand) von Protonen an  $^{32}\text{S}$  wurden von  $E_p = 3.4$  MeV bis 5.4 MeV untersucht. Insgesamt 48 Resonanzen wurden ausgewertet und davon 22 Resonanzen neu gefunden bzw. neu bestimmt.

Die  $R$ -Matrix-Theorie mit der üblichen Potentialstreuung (Hard-sphere-Phasen) kann die Daten oberhalb von ca. 4.2 MeV nicht befriedigend wiedergeben. Wir führen darum für den elastischen Kanal Untergrunds-Matrixelemente  $R_0^{J\pi}$  in die Theorie ein und bestimmen sie durch ein Suchprogramm. Die Matrixelemente werden mit dem optischen Modell interpretiert.

Wir haben die Suche nach isospin-verbotenen  $T = 3/2$  Analogresonanzen fortgesetzt. Die Ergebnisse werden präsentiert und diskutiert.

### A two-step description of a $(p, {}^3\text{He } x)$ -reaction to the continuum

H. JASICEK and H. MARKUM, Atominstitut der Österreichischen Universitäten, Wien, Austria<sup>1)</sup>  
H. H. MÜLLER, Universität Zürich, CH-8001 Zürich, Switzerland

**Abstract.** A fully quantum mechanical coupled-channels calculation using microscopic form factors was carried out for the reaction  $^{58}\text{Ni}(\vec{p}, {}^3\text{He})^{56}\text{Co}$  for  $E_p = 72$  MeV. The sequential transfer  $(p, d)$  ( $d, {}^3\text{He}$ ) was taken into account. For an excitation energy interval between 10 and 20 MeV in  $^{56}\text{Co}$  averaged cross sections and analyzing powers are compared with experimental data.

Precompound-models based on the exciton-model were successful in describing integrated cross sections but could not be applied to angular distributions and analyzing powers. Only recently there are some approaches based on statistical multi-step direct reaction models which provide more or less good fits to angular distributions of cross sections and analyzing powers [1, 2]. Systematic investigations of two- and three-nucleon pick-up reactions have been carried out by means of polarized protons [3, 4]. Our group investigated recently  $(\vec{p}, {}^3\text{He } x)$  and  $(\vec{p}, \alpha x)$  reactions applying a full microscopic one-step DWBA-model for transitions to the continuum [5]. Following the idea of Tamura [1] we also apply an averaging procedure for transitions to a fixed excitation-energy interval in the residual nucleus. We assume also that in summing over cross sections which correspond to excitations of a large number of complicated states, the interference contributions involved in the individual cross sections average out to a large extent, so one can take pure single-particle states building up the final nucleus states. Neglecting the residual interaction the energy differences between the ground-state and the

<sup>1)</sup> Work supported by Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

considered single-particle state are added up for the transferred neutron and proton resulting in the desired excitation energy of the final nucleus. Then over all two-hole states lying in the considered energy interval will be averaged. Contrary to the similar approaches of Tamura et al. [1] and Feshbach et al. [2] we use microscopic form factors deduced after the method of Falk [6] and realistic spectroscopic factors calculated by the method of Towner and Hardy [7].

For the examination of the analyzing power of a simple precompound transfer reaction we have chosen the  $^{58}\text{Ni}(\vec{p}, {}^3\text{He})^{56}\text{Co}$  reaction. As we want to apply a full microscopic DWBA-model it is important to take a case where satisfactory optical model parameters and simple configurations in the target nucleus are given. As a first step in the calculations we carried out a serious search of optical models which are successful in fitting angular distributions and analyzing powers for transitions to discrete low-lying levels in the final nucleus. The experimental data of the  $(\vec{p}, {}^3\text{He})$  reaction to the continuum [4] did not allow to resolve the ground-state transition or any other to low-lying states in  $^{56}\text{Co}$  alone but it was at least possible to resolve a group for four low-lying states with  $J^\pi = 3^+, 5^+, 2^+, 4^+$  which belong to a good approximation all to the same configuration  $\pi(1f_{7/2})^{-1}\nu(2p_{3/2})^1$ . So we have calculated the cross sections and analyzing powers of the whole group for testing the optical models used [5]. For the proton optical potential we used the well proven potential of Leeb [8] which resulted from an extensive study of a universal potential which is mass and energy dependent and fits also elastic-polarization data. After many trials we found a  ${}^3\text{He}$ -optical potential (Roman et al. [9]) which fits the data best; this potential does not only fit elastic scattering data and corresponding polarization but also  $({}^3\text{He}, d)$ -data quite well. The bound state parameters for the transferred neutrons and protons were taken from Bear and Hodgson [10].

For the study of the transitions to the continuum we have chosen an energy interval between 10 and 20 MeV excitation energy in the residual nucleus. For this region no peaks of individual direct transitions could be noticed in the spectra and the excitation energy is low enough that only main contributions of one-step processes can be expected. For the  $^{58}\text{Ni}(\vec{p}, {}^3\text{He})$  reaction 69 transitions to two-hole states in the final nucleus were considered. The one-step process alone was calculated with DWUCK 4 using the microscopic option whereas the sequential two-step process was evaluated by CHUCK 2 (both by P. D. Kunz [11]).

As indicated in Fig. 1 the one-step process (dashed line) produces a too steep angular distribution of the cross section and a too small analyzing power by a factor of 10. Since the enhancement factor relative to the discrete direct reaction transitions mentioned before is 1.11 one can expect two-step contributions. Contrary to the models of Tamura [1] or Feshbach [2] we assume a coherent contribution of alternative reaction channels and, therefore, we apply the full coupled-channels method. We estimated as the strongest two-step transition to be the  $(p, d)(d, {}^3\text{He})$  and the  $(p, p')(p', {}^3\text{He})$  reaction and with less probability the  $(p, {}^3\text{He}')({}^3\text{He}', {}^3\text{He})$  case. We expected that the coherent admixture of the  $(p, d)(d, {}^3\text{He})$  reaction should have a drastic influence on the analyzing power since the neutron-proton pick-up mechanism is similar to the microscopic one-step reaction. Since there are some discrepancies in the correct description of the transition strength of one nucleon pick-up reaction (especially in  $(p, d)$  reactions [12]) we have normalized the  $(p, d)$  cross sections according to the ground-state transition of the  $^{58}\text{Ni}(p, d)^{57}\text{Ni}$  data of Ikegami et al. [13]. The  $(d, {}^3\text{He})$  strength is nearly the

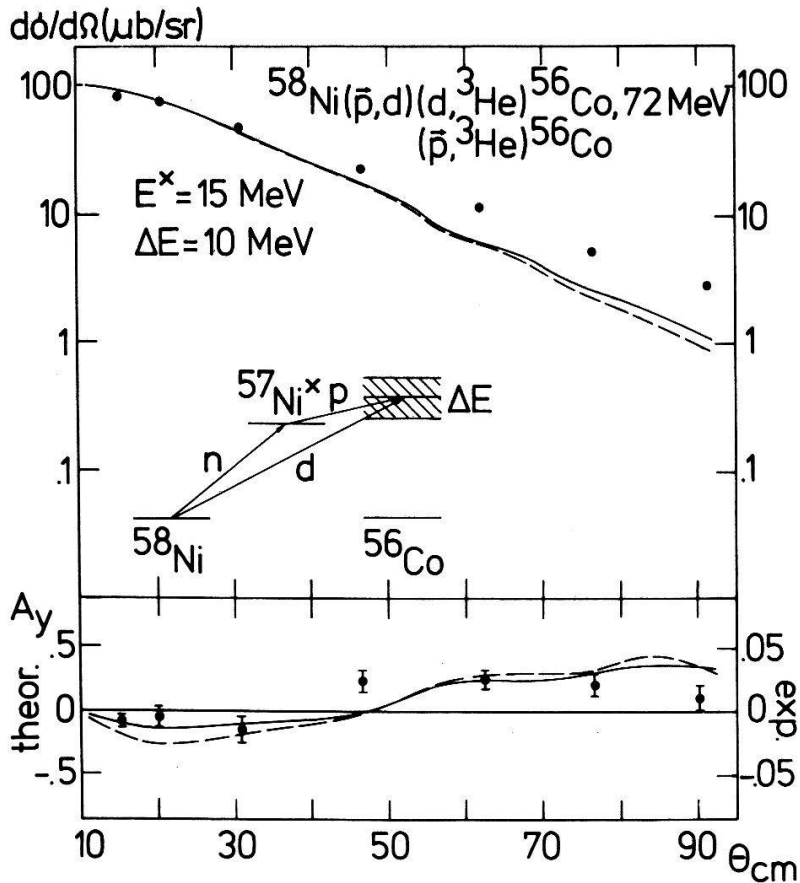


Figure 1

Angular distribution of the cross section and of the analyzing power for the  $^{58}\text{Ni}(\bar{p}, {}^3\text{He})^{56}\text{Co}$  reaction to an energy interval of 10 MeV width centered at  $E^x = 15$  MeV. The dashed curve is the one-step contribution alone; the full curve represents the sequential transfer calculation as indicated in the insert.

same according to the DWUCK-input description. To be totally sure we tested once again the transition strength of the  $^{58}\text{Ni}(p, {}^3\text{He})^{56}\text{Co}$  reaction as measured by Bruge and Leonard [14] and found no discrepancy to our data at 72 MeV for the group of low-lying states of  $^{56}\text{Co}$ . With these transition strengths fitted on experimental data we carried out the coupled channels calculation. As shown in Fig. 1 the effect in the angular distribution of the cross section and also in the analyzing power is disappointingly small. It is curious that the coherent coupling of channels has only such a small influence. According to the reaction theory the relative phases of the channels are fixed [15], so no alternative choice of phase factors for the individual reaction channels is possible. A possible explanation of the small contribution of the  $(p, d)(d, {}^3\text{He})$  reaction may be as following. As shown in the insert of Fig. 1 the two-step sequential transfer runs over the nucleus  $^{57}\text{Ni}$  where single hole states are excited. This single neutron hole energy is combined with the single proton hole energy in  $^{56}\text{Co}$  to provide the excitation energy in the final nucleus  $^{56}\text{Co}$ . For our choice of a 10 MeV wide energy interval in  $^{56}\text{Co}$  there is always only one alternative to reach this interval by the considered sequential transfer process. This is contrary to an inelastic transfer process like  $(p, p')(p', {}^3\text{He})$  since there are also one particle excitations involved and there is a greater possibility of combining energy differences to reach the desired energy interval in the final nucleus. Possibly this is the reason that



inelastic transfer reactions play a more important role as two-step processes than sequential transfers.

#### REFERENCES

- [1] T. TAMURA et al., Phys. Rev. C26, 379 (1982).
- [2] H. FESHBACH et al., Ann. Phys. (N.Y.) 125, 429 (1980).
- [3] H. SAKAI et al., Nucl. Phys. A344, 41 (1980).
- [4] Z. LEWANDOWSKI et al., Nucl. Phys. A389, 247 (1982).
- [5] H. JASICEK et al., to be published (1983).
- [6] W. R. FALK, Phys. Rev. C8, 1757 (1973).
- [7] I. S. TOWNER, J. C. HARDY, Adv. Phys. 18, 401 (1969).
- [8] H. LEEB, Lect. Notes in Phys. 89, 181 (1979).
- [9] S. ROMAN et al., Nucl. Phys. A284, 365 (1977).
- [10] K. BEAR, P. E. HODGSON, J. Phys. G: Nucl. Phys. 4, L287 (1978).
- [11] P. D. KUNZ, University of Colorado, unpublished.
- [12] J. R. SHEPHARD et al., Proc. Santa Fe Conf. 1980, p. 361.
- [13] H. IKEGAMI et al., Nucl. Phys. A329, 84 (1979).
- [14] G. BRUGE, R. F. LEONARD, Phys. Rev. C2, 2200 (1970).
- [15] T. TAMURA, private communication.

### Absorption im Flug von $\pi^+$ und $\pi^-$ Mesonen an $^3\text{He}$

G. BACKENSTOSS, A. HUCK, M. STEINACHER, P. WEBER, H. J. WEYER und K. VON WEYMARN, Institut für Physik, Universität Basel, CH-4056 Basel  
 S. LJUNGFELT, U. MANKIN, T. MAIER und H. ULLRICH, Institut für Kernphysik, KFZ und Universität Karlsruhe

Die Reaktionen  $\pi^+ + ^3\text{He} \rightarrow ppp$  und  $\pi^- + ^3\text{He} \rightarrow pnn$  wurden mit Pionen von 220 MeV/c untersucht, wobei Energie und Emissionsrichtung von je zwei Nukleonen gemessen wurden, womit der Endzustand kinematisch vollständig festgelegt ist. Vorläufige Daten bezüglich Winkelverteilung und Kinematik (Dalitz-Plot) werden vorgestellt und diskutiert werden.

### Two-pion correlations in heavy ion collisions: measurement of source dimensions using pion interferometry

W. A. ZAJC, J. A. BISTIRLICH, R. J. BOSSINGHAM, H. R. BOWMAN, C. W. CLAWSON, K. M. CROWE, K. A. FRANKEL, O. HASHIMOTO, J. P. KURCK, C. J. MARTOFF, J. P. MILLER, D. MURPHY, J. O. RASMUSSEN, J. P. SULLIVAN and E. YOO, Lawrence Berkeley Laboratory, University of California  
 P. TRUÖL, Physik-Institut der Universität Zürich, CH-8001 Zürich

The technique of pion interferometry has been applied to study the source dimensions in relativistic heavy ion collisions. Data are presented for the reaction  $1.8 \text{ GeV/A } ^{40}\text{Ar} + \text{KCl} \rightarrow 2\pi^\pm + X$  and  $1.8 \text{ GeV/A } ^{20}\text{Ne} + \text{NaCl} \rightarrow 2\pi^- + X$ . These data were obtained at the Bevalac using a high-resolution magnetic spectrometer. The relative momentum and energy distributions for two pion events are analyzed to determine radius, lifetime and possible coherence of the pion source.

### **Neutron-photon pulshape discrimination at medium energies in a large NaI-crystal**

M. DÖBELI, L. VAN ELMBT, M. LEBRUN, U. STRAUMANN and P. TRUÖL, Physik-Institut der Universität Zürich, CH-8001 Zürich

The response of a large cylindrical NaI ( $\phi = 27$ ,  $L = 34$  cm) to medium energy (50 to 130 MeV) photons and neutrons has been determined. Pion absorption at rest in  $\text{CH}_2$  was used to generate neutron and photon beams. The pulse height sampling at different times after the arrival of the pulse provides a reasonable way to discriminate photons from neutrons, though not completely separate them.

### **Beobachtung von hadronischen Doppeljets und von Kandidaten für das intermediäre Boson $W$ der schwachen Wechselwirkung am 'Proton-Antiproton-Collider' des CERN**

K. BORER, H. HÄNNI, B. HAHN, P. MANI, J. SCHACHER, F. STOCKER und W. ZELLER, Laboratorium für Hochenergiephysik, Universität Bern, CH-3012 Bern, Bern-Cern-Kopenhagen-Orsay-Pavia-Saclay Kollaboration

Es werden Resultate (a) über harte Partonstreuung, welche sich in spektakulären Doppeljets mit sehr grossem Transversalimpuls manifestieren und (b) über isolierte hochenergetische Elektronen, welche als Zerfallsprodukte des schwachen intermediären Bosons  $W$  interpretiert werden können, präsentiert.

### **An ensemble of polarization parameters for the reaction $pp \rightarrow \pi d$ at five energies between 440 and 580 MeV**

E. APRILE, G. CANTALE, R. HAUSAMMANN, E. HEER, R. HESS, C. LECHANOINE-LELUC, W. R. LEO, S. MORENZONI, Y. ONEL, D. RAPIN, G. EATON,<sup>1)</sup> S. JACCARD<sup>1)</sup> and S. MANGO,<sup>1)</sup> DPNC, University of Geneva, CH-1211 Geneva and SIN,<sup>1)</sup> CH-5234 Villigen

We have measured an ensemble of polarization parameters for the reaction  $pp \rightarrow \pi d$  using the SIN polarized proton beam and a polarized butanol target. These parameters include the asymmetry  $A_{no}$  and the spin correlations  $A_{nn}$ ,  $A_{ss}$ ,  $A_{kk}$ , and  $A_{sk}$ , all of which have been measured at 447, 496, 515, 538 and 578 MeV over much of the scattering angle range. This information allows an almost complete determination of the 3 complex scattering amplitudes at  $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$ . Results and comparison to theoretical predictions are presented.



### Energy dependence of the tensor polarization $t_{20}$ in $\pi^+ - d$ elastic scattering

V. KÖNIG, W. GRÜEBLER, J. ULBRICHT, P. A. SCHMELZBACH, K. ELSENER, M. MERDZAN and C. SCHWEIZER, Laboratorium für Kernphysik, ETHZ, CH-8093 Zürich, Switzerland  
A. CHISHOLM, University of Auckland, Auckland, New Zealand

The tensor polarization  $t_{20}$  of  $\pi^+ - d$  elastic scattering has been measured at 117 MeV, 134 MeV, 142 MeV and 151 MeV as a function of scattering angle. While at 134 MeV and 142 MeV a strong and oscillatory behaviour prevails over the angular range measured (100–180° c.m.), a considerable flattening of this structure is observed at 117 MeV and 151 MeV. An excitation function of  $t_{20}$  ( $\theta_{\text{c.m.}} = 150^\circ$ ) measured between 117 MeV and 155 MeV in 5 MeV steps shows a peak of width less than 20 MeV near the mass 2.14 GeV. This energy and angular dependence are believed to manifest evidence for the presence of non-conventional dynamics in this energy region. Phase shift analysis fits to cross section, vector analyzing power  $iT_{11}$  and the present tensor component  $t_{20}$  data give satisfactory results.

### $^3\text{He}$ $D$ -state from the $\vec{d} + p \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$ reaction

M. BAUMGARTNER, J. JOURDAN, G. R. PLATTNER, W. D. RAMSAY, H. W. ROSER and I. SICK, Institut für Physik, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

Modern 3-nucleon calculations make specific numerical predictions for the fraction of  $D$ -state in the  $^3\text{He}$  wavefunction but until now, these predictions have not been properly checked by experiment. To improve this situation we have measured the tensor analyzing power  $A_{yy}$  for the  $^1\text{H}(\vec{d}, \gamma) ^3\text{He}$  reaction. We use the polarized deuteron beam from the SIN injector cyclotron incident on a liquid hydrogen target and detect the capture gammas using a pair of large NaI spectrometers. By means of exact three body Faddeev calculations now underway at Grenoble, it should be possible to use our measure of  $A_{yy}$  to determine the  $^3\text{He}$   $D$ -state. Our preliminary value of  $A_{yy}(90^\circ)$  for 45.3 MeV deuteron energy is  $0.012 \pm 0.002$ . We expect this to determine the  $^3\text{He}$   $D$ -state to within about one percentage point.

### M2-strength in $A = 15$ nuclei

U. STRAUMANN, M. LEBRUN, C. J. MARTOFF and P. TRUÖL, Physik-Institut der Universität Zürich, CH-8001 Zürich

H. R. KISSENER, Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf

J. P. PERROUD and C. JOSEPH, Institut de Physique Nucléaire, Université de Lausanne

W. DAHME, Sektion Physik, Universität München

K. M. CROWE, University of California, Berkeley

Radiative pion capture in a liquid  $^{15}\text{NH}_3$  target has been measured with a high-resolution photon detector. Evidence for  $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ ,  $T = \frac{3}{2}$  giant magnetic quadrupole states has been found. Results of a shell model calculation are presented, which represent the experimental spectrum satisfactorily.

## **Kernreaktionszeiten und $K$ -Schalenionisation bei der tief inelastischen Kollision $U+U$ bei 7.5 MeV/amu**

CH. STOLLER, M. NESSI und W. WÖFLI, Laboratorium für Kernphysik, ETHZ, CH-8093 Zürich

E. GROSSE und CH. MICHEL, GSI Darmstadt, D-6100 Darmstadt 1

W. E. MEYERHOF, J. D. MOLITORIS und E. MORENZONI, Stanford University, Stanford, USA

Schon 1962 wurde darauf hingewiesen, dass bei der Streuung zweier Atome das Auftreten einer Kernreaktion die Ionisationswahrscheinlichkeit der  $K$ -Schale beeinflussen kann. Der Effekt ist bei der Protonstreuung an verschiedenen Kernen beobachtet worden. Wir haben diese Untersuchungen ausgedehnt auf die tief inelastische Kollision  $U+U$  bei 7.5 MeV/amu. Erste Ergebnisse deuten darauf hin, dass der Effekt auch hier existiert. Aus den vorläufigen Resultaten kann man auf eine vom Energieverlust in der Reaktion ( $Q$ -Wert) abhängige Reaktionszeit von ca.  $10^{-21}$  s schliessen.

## **Experimental status of baryonium**

C. AMSLER, Physik-Institut der Universität Zürich, CH-8001 Zürich

States made of two quarks and two antiquarks are predicted by quark models. Such states couple to nucleon-antinucleon by the creation of a  $Q\bar{Q}$  pair. Bound states and resonances of  $N\bar{N}$  are also predicted by potential models. A review of the present experimental status is presented. Although controversial, the existence of the  $S$  (1935) meson is supported by a recent experiment at CERN. Below threshold states produced by radiative transitions from the anti-protonic atom have been repeatedly seen at CERN. The states observed earlier in  $\bar{p}$  deuterium have not been confirmed by recent experiments at Brookhaven and CERN. The present confused situation will be clarified with the low energy antiproton ring (LEAR) expected to start operations in the spring of 1983.

## **Mise en évidence possible d'un baryon étrange et charmé**

PH. ROSSELET, Institut de Physique Nucléaire, Dorigny, CH-1015 Lausanne

Collaboration: Bristol, CERN, Genève, Heidelberg, Lausanne, Queen Mary College, Melbourne, Rutherford Appleton Laboratory

Lors d'une expérience réalisée avec le faisceau d'hypérons du CERN, nous avons observé un pic étroit à 2.46 GeV/c<sup>2</sup> dans le spectre de masse du système  $\Lambda K^- \pi^+ \pi^+$  produit par des  $\Sigma^-$  incidents sur une cible de béryllium. La signification statistique du signal correspond à 6 écarts types. Les nombres quantiques de cet état (charge +1, étrangeté -2) ainsi que sa masse et sa largeur (compatible avec la résolution expérimentale) sont précisément ceux que l'on attend de l'état final de la désintégration faible d'un baryon étrange et charmé, composé des quarks  $c$ ,  $s$  et  $u$ .

### Neue Resultate bei der Suche nach Baryonium in $p\bar{p}$ -Reaktionen in Ruhe

G. BACKENSTOSS,<sup>1)</sup> H. HASINOFF,<sup>1)</sup> P. PAVLOPOULOS,<sup>1)</sup> J. REPOND,<sup>1)</sup> L. TAUSCHER,<sup>1)</sup> D. TRÖSTER,<sup>1)</sup> L. ADIELS,<sup>3)</sup> I. BERGSTRÖM,<sup>3)</sup> K. FRANSSON,<sup>3)</sup> A. KEREK,<sup>3)</sup> R. GUIGAS,<sup>2)</sup> H. KOCH,<sup>2)</sup> H. POTH,<sup>2)</sup> U. RAICH,<sup>2)</sup> B. RICHTER,<sup>2)</sup> M. SUFFERT<sup>4)</sup> und K. ZIOUTAS,<sup>5)</sup> Basel<sup>1)</sup> – Karlsruhe<sup>2)</sup> – Stockholm<sup>3)</sup> – Strassburg<sup>4)</sup> – Thessaloniki<sup>5)</sup> – Collaboration, CERN, Genf

Das aus der  $p\bar{p}$  Annihilation in Ruhe hervorgehende  $\gamma$ -Spektrum wurde in zwei unabhängigen Runs mit einem 54-modularen NaI(Tl) Spektrometer hoher Auflösung gemessen. Die endgültige Auswertung zeigt, dass nach Abzug des kontinuierlichen Untergrundes vier Kandidaten für Baryonium übrig bleiben, von denen zwei mit früher publizierten [1] übereinstimmen. Die Konfidenz zumindest in die wieder gefundenen Linien ist damit beträchtlich erhöht.

#### REFERENZ

[1] P. PAVLOPOULOS et al., Phys. Lett. 72B, 415 (1978).

### Erstmalige Beobachtung der $p\bar{p}$ Annihilationskanäle $\pi^0\omega$ , $\pi^0\eta$ und $\pi^0\gamma$

G. BACKENSTOSS,<sup>1)</sup> H. HASINOFF,<sup>1)</sup> P. PAVLOPOULOS,<sup>1)</sup> J. REPOND,<sup>1)</sup> L. TAUSCHER,<sup>1)</sup> D. TRÖSTER,<sup>1)</sup> L. ADIELS,<sup>3)</sup> I. BERGSTRÖM,<sup>3)</sup> K. FRANSSON,<sup>3)</sup> A. KEREK,<sup>3)</sup> R. GUIGAS,<sup>2)</sup> H. KOCH,<sup>2)</sup> H. POTH,<sup>2)</sup> U. RAICH,<sup>2)</sup> B. RICHTER,<sup>2)</sup> M. SUFFERT<sup>4)</sup> und K. ZIOUTAS,<sup>5)</sup> Basel<sup>1)</sup> – Karlsruhe<sup>2)</sup> – Stockholm<sup>3)</sup> – Strassburg<sup>4)</sup> – Thessaloniki<sup>5)</sup> – Collaboration, CERN, Genf

Das aus der  $p\bar{p}$  Annihilation in Ruhe hervorgehende  $\gamma$ -Spektrum ist in seinem hochenergetischen Ende empfindlich auf Reaktionskanäle, die ein mono-energetisches  $\pi^0$  oder  $\eta$  enthalten. Nach sorgfältigem Untergrundabzug konnten aus dem  $\gamma$ -Spektrum Verzweungsverhältnisse für die Annihilationskanäle  $\pi^0\omega$  (2.38%),  $\pi^0\eta$  (0.82%) und  $\pi^0\gamma$  (0.015%) sowie eine obere Grenze für den Kanal  $\pi^0\eta'$  (1.1%) deduziert werden. Diese Kanäle waren in Blasenkammerexperimenten nicht identifizierbar gewesen und sind hiermit zum ersten Mal beobachtet worden.

### Test einer Matrix von 7 hexagonalen BGO-Detektoren für den Nachweis hochenergetischer $\gamma$ -Strahlung

G. BACKENSTOSS,<sup>1)</sup> CH. FINDEISEN,<sup>1)</sup> T. MEYER,<sup>1)</sup> P. PAVLOPOULOS,<sup>1)</sup> J. REPOND,<sup>1)</sup> L. TAUSCHER,<sup>1)</sup> D. TRÖSTER,<sup>1)</sup> L. ADIELS,<sup>2)</sup> I. BERGSTRÖM,<sup>2)</sup> K. FRANSSON,<sup>2)</sup> A. KEREK,<sup>2)</sup> K. ZIOUTAS<sup>3)</sup> und D. HADJIFOTIADOU,<sup>3)</sup> Basel<sup>1)</sup> – Stockholm<sup>2)</sup> – Thessaloniki<sup>3)</sup> – Collaboration, CERN, Genf

Ein System von 7 hexagonalen BGO-Kristallen wurde mit radioaktiven Quellen und mit Elektronen von Energien bis zu 800 MeV getestet. Resultate über Homogenität der Lichtausbeute und Energieauflösung werden vorgestellt.

### **Capture of negative muons in chromium oxides**

M. BOSCHUNG, M. HILD, G. PILLER, A. RÜETSCHI, L. A. SCHALLER, L. SCHELLENBERG and H. SCHNEUWLY. Institut de Physique de l'Université, Pérolles, CH-1700 Fribourg

We have measured the muonic Lyman series X-ray intensities of chromium and oxygen in chromium (VI)-oxide  $\text{CrO}_3$  and chromium (III)-oxide  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ . By summing up the Lyman series intensities, the following capture ratios per atom were obtained:

$$A(\text{Cr})/A(\text{O}) = 3.23 \pm 0.22 \text{ in } \text{CrO}_3$$

$$A(\text{Cr})/A(\text{O}) = 2.65 \pm 0.20 \text{ in } \text{Cr}_2\text{O}_3$$

The difference in the ratios of the order of 20% has to be attributed to the different Cr—O bond structures.

### **Physique théorique**

#### **Etude de l'interface entre deux 'Jelliums' classiques de densités différentes**

P. VON ALLMEN et PH. A. MARTIN, Institut de Physique Théorique-EPFL, PHB-Ecublens, CH-1015 Lausanne

On considère un système classique de particules chargées dans un bain rigide neutralisant inhomogène de densité  $\rho_B^+$  pour  $x, y \in \mathbb{R}^2$ ,  $z > 0$  et  $\rho_B^-$  pour  $x, y \in \mathbb{R}^2$ ,  $z < 0$ ,  $\rho_B^+ \neq \rho_B^-$ . Pour étudier les propriétés d'écrantage dans la zone inhomogène, on calcule la fonction de paire  $h(r_1, r_2)$  à l'approximation de couplage faible; on montre que sa décroissance est plus rapide que toute puissance inverse dans chaque direction, et que les règles de somme multipolaires sont satisfaites. Cette situation diffère essentiellement de celle d'une électrode impénétrable, où on observe un ordre à longue distance parallèlement à la paroi. Le profil de densité est calculé à l'approximation de Gouy-Chapman ( $h(r_1, r_2) = 0$ ). A faible couplage, la correction à ce profil apportée par la prise en compte de la fonction de paire précédemment calculée est petite. La limite  $\rho_B^- \rightarrow 0$  du modèle est singulière.

### **Dynamics of melting in a 2-d lattice**

H. BECK, PH. RENAUD, P. MARTINOLI and M. NSABIMANA, Institut de Physique, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel

M. PUGA, Dépt de Physique théorique, Bd d'Yvoy 32, CH-1211 Genève 4

The dynamic shear response  $Z$  of the vortex lattice in superconducting granular Al films shows pronounced features near  $T_M$ , the Kosterlitz-Thouless temperature for dislocation mediated melting. We describe the dynamics of the 2-d lattice near  $T_M$  by coupled equations of motion for displacement field and

thermally induced dislocations (single ones and pairs). In order to take pinning of the vortices into account, which seems to play a crucial role in the experiment, we have calculated the dynamic response function of a 2- $d$  elastic continuum, subject to a random external potential, by a multiple scattering approach. Spatial correlations of the external force are accounted for by generalizing CPA, and thermal fluctuations are described in SCHA. Reasonable agreement with experiments for  $Z$  is obtained.

### Relativistic wave functions and instantaneous wave packet reductions

N. GIOVANNINI, Département de Physique Théorique, Université de Genève, CH-1211 Genève 4, Switzerland

As recently experimentally confirmed [1] there exist quantal correlations at a distance, i.e., with space-like separations. We briefly present a simple idea which allows a covariant *relativistic description* (we do not speak of the mechanism, here) of such a phenomenon. This idea is in fact the consequence of a new approach (presented elsewhere [2]) to the description of relativistic systems in general.

In order to see the relativistic difficulty, think simply of the measure of the position of a single particle. If we assume that to each space-time point (of coordinates  $x$ ) corresponds, for each given state of this particle, a well defined value for the wave function (or spinor, or field)  $\phi(x)$  which represents its state, and if we assume that  $\phi(x)$  is somehow related to a probability amplitude of localization (assuming thus the rules of quantum mechanics to be somehow valid also in the relativistic domain, what finally no experiment contradicts), then an effective localization (a measure) should produce a state collapse. If the collapse is causal in the relativistic sense, then we are in conflict with experiment [1]. If it is instantaneous, then for another moving observer it would be possible to localize again, elsewhere and for him later, the same particle and this is of course absurd. If finally we assume supplementary local hidden variables then we know, thanks to the beautiful theorem of Bell [3] that we are again in conflict with experiment [1].

Roughly said, our proposal for going out of this dilemma is to associate to the system not *one* wave function  $\phi(x)$  but a *family* of them,  $\{\phi_{\hat{n}}(x)\}$ , where  $\hat{n}$  is a future unit vector in space-time. Each such vector labels a set of equivalent clocks (i.e., clocks at rest with respect to each other [4]).

The background to this idea is to associate to the wave function representing the state of a particle not an external existence in space-time, but a mean to describe the properties of the system, and, on the other side, to distinguish space-time properties related to different 3-dimensional geometrical spaces in space-time.

We have in fact shown [2] that this idea is not only a useful hypothesis (see below, and when all  $\phi_{\hat{n}}$  coincide, we recover at least all what is known to work in relativistic Q.M.) but that it is the *consequence* of a finer analysis of the relations between states, properties, measurements and space-time symmetries: the spatial



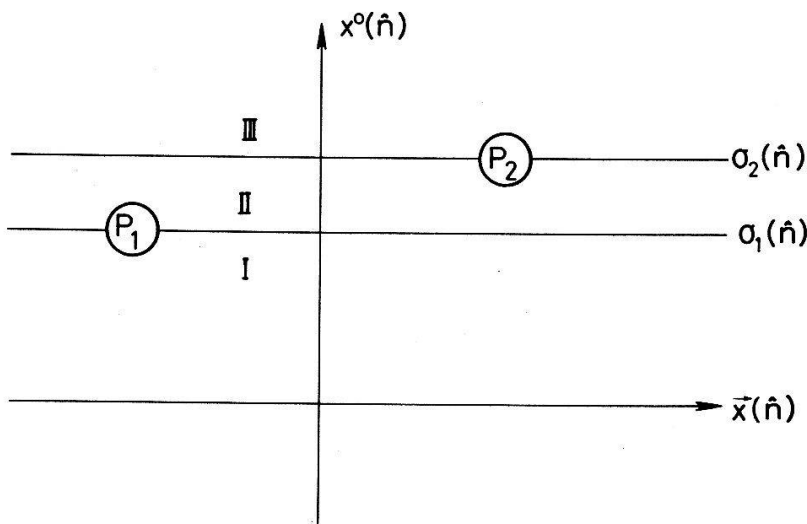


Figure 1  
 $\phi_{\hat{n}}$  separates in region I (spin zero singlet), II (collapsed along  $\vec{a}$ ) and III.

extension for example, if related to a measure, refers to a well defined space hyperplane (hence to a single  $\hat{n}$ ). In [2] we have also shown how on this basis it was possible to recover the usual wave equations in external fields but also the possibility of interactions between  $N$  particles and the existence of good self-adjoint position operators, for example.

Coming back to the position measurement, it is easy to see how this idea helps in the above mentioned difficulty: the wave packet reduction occurs for each  $\phi_{\hat{n}}$  in each spatial hyperplane through the common localization point. Changing of observer, we change of hyperplane, of coordinates, but also of wave function:  $\phi_{\hat{n}} \xrightarrow{g} \phi_{\Lambda\hat{n}}$ , if  $g = (a, \Lambda)$  is an element of the Poincaré group. The collapse is then also instantaneous but with respect to the new clocks.

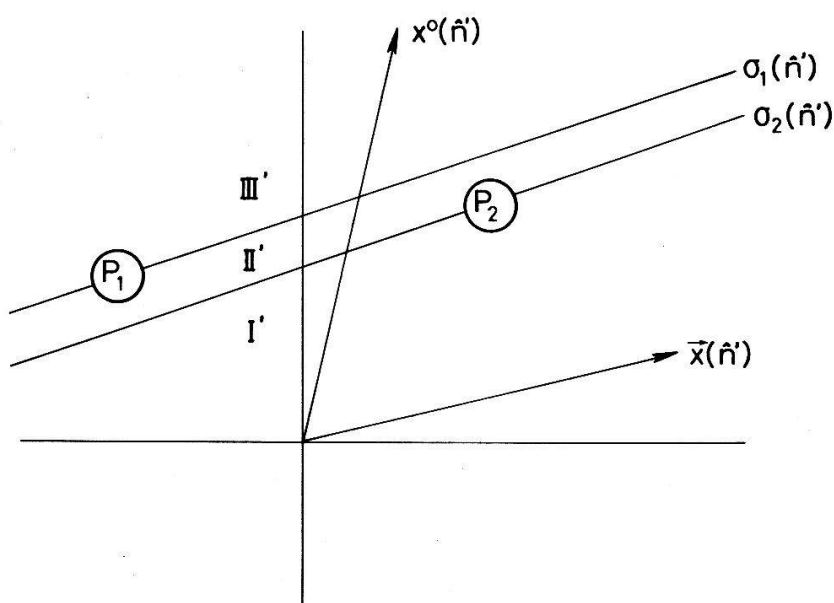


Figure 2  
 $\phi_{\hat{n}'}$  collapses along  $\vec{b}$  first. Although the order of collapses is reversed, the experimental predictions (probabilities and correlations) remain the same.



Let us explain with pictures how this idea applies for the spin EPR correlations [1]. In Fig. 1, the double wave packet reduction corresponding to a measure of spin along  $\vec{a}$  in  $P_1$  and  $\vec{b}$  in  $P_2$  occurs along the hyperplanes  $\sigma_i(\hat{n})$ . In Fig. 2, and for a reference frame with time direction  $\hat{n}'$ , it occurs along  $\sigma_i(\hat{n}')$  and in the reverse order. The wave functions  $\phi_{\hat{n}}$  and  $\phi_{\hat{n}'}$  are thus different functions of space-time (in  $\Pi$ ,  $\phi_{\hat{n}} = |1\vec{a} \pm, 2\vec{a} \mp\rangle$ , with obvious notation, whereas in  $\Pi'$ ,  $\phi_{\hat{n}'} = |1\vec{b} \pm, 2\vec{b} \mp\rangle$ ). What is however important is first that the description as a whole (all  $\phi_{\hat{n}}$ ) is relativistically covariant and second that the probabilities and the correlations calculated with  $\phi_{\hat{n}}$  or  $\phi_{\hat{n}'}$  give the same result (as an elementary QM calculation shows), result which is the one observed by Aspect [1].

Let us finally briefly remark that the action at a distance which is hidden in this formalism has no need for a mechanical support. We refer on this point to Feynman [5] who has for example nicely shown that the action at a distance of the Newtonian gravitation can perfectly be expressed as a local field theory and that, reciprocally, the local Maxwell equations can perfectly be expressed in an action at a distance formalism. One has thus to remember that a mathematical language does thus not necessarily correspond to a uniquely suggested physical reality.

#### REFERENCES

- [1] A. ASPECT, J. DALIBARD and G. ROGER, Phys. Rev. Lett. 49, 1804 (1982).
- [2] N. GIOVANNINI, Helv. Phys. Acta 53, (1983), in print.
- [3] J. BELL, Physics (N.Y.) 1, 195 (1965).
- [4] A. EINSTEIN, *La Relativité*, ed. Payot (1956).
- [5] R. FEYNMAN, *La nature de la physique*, ed. Seuil (1980).

### **Critical properties of xy spin-one chains with uniaxial single-ion anisotropy**

T. SCHNEIDER, U. GLAUS and E. P. STOLL, IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon

We use finite-size methods to estimate the critical properties of  $s = 1$  xy chains with uniaxial single-ion anisotropy of strength  $D$ . Strong evidence is presented for a phase transition, belonging to the universality class of the 1- $d$  quantum  $O(2)$  model, with the weak coupling phase gapless, an essential zero in the gap at the critical coupling  $D^*$ , and critical exponents  $\sigma \approx \frac{1}{2}$ ,  $z \approx 1$ ,  $\eta(D^*) \approx \frac{1}{4}$ ,  $\gamma(D^*) = 2 - \eta(D^*) \approx \frac{7}{4}$ . Like the 1- $d$  quantum  $O(2)$  system, one of the models turns out to be a 1- $d$  quantum analog of the classical and isotropic 2- $d$  xy model.

### **The conductance of a disordered system**

R. JOHNSON and H. KUNZ, Institut de Physique Théorique, EPFL, PHB-Ecublens, CH-1016 Lausanne

The conductance of a disordered wire tends to zero exponentially as the length of the wire tends to infinity. The rate of decrease is given by the smallest Ljapunov exponent associated with the random product of 'transfer' matrices. The distribution of the conductance is asymptotically log normal. The Herbert-Jones-Thouless formula for the localization length of a chain is generalized to the

wire. This allows the development of perturbation expansions for large and small disorder. When the disorder is Lorentzian the localization length can be calculated in closed form. The result is valid for wires of arbitrary width. No localization transition is found.

### **Calcul de facteurs de structure par la méthode de la matrice de transfert et des lois d'échelles pour des systèmes de taille finie**

M. DROZ et A. MALASPINAS, Département de Physique Théorique, Bd d'Yvoy 32, CH-1211 Genève 4

Nous présentons une nouvelle méthode permettant de calculer le facteur de structure statique pour des systèmes de basse dimension. Cette approche combine la technique de la matrice de transfert avec la théorie du 'scaling' pour les systèmes de taille finie. La validité de cette approche est testée avec succès sur le modèle d'Ising bidimensionnel.

### **Two colours cooperative spontaneous emission in solids**

P. SCHWENDIMANN, Gruppe für Rüstungsdienste, Dienst für Systemanalyse, Kasernenstrasse 19, CH-3000 Bern 25

A discussion of the cooperative spontaneous emission in three-level atomic systems is presented. The effects of competitive non-radiative decay processes are discussed. The theoretical results are compared with recent experiments on  $O_2^-$  ions in KCl.

### **Propagation d'ondes classiques dans un milieu aleatoire unidimensionnel**

H. KUNZ et G. DE TONNAC, Institut de Physique Théorique, EPFL, PHB-Ecublens, CH-1016 Lausanne

Le coefficient de transmission et reflexion d'onde classiques dans un milieu aleatoire unidimensionnel est déterminé de manière théorique et comparé au resultat d'une simulation numerique. Le taux de décroissance du coefficient de transmission est donné par l'inverse de la longueur de localisation. Il est montré qu'il existe une longueur de localisation minimale et que le systeme se souvient de la structure de bande d'un modèle periodique associé. Le probleme est reduit à l'etude d'une marche aleatoire dans le plan de Lobashevsky.

### **Hopping transport in one-dimensional periodic lattice systems**

W. R. SCHNEIDER, Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden

Starting from a Master equation with periodic nearest-neighbour (asymmetric) transfer rates between the sites of the one-dimensional lattice  $Z$  the velocity

and the diffusion constant are obtained. In contrast to a recent treatment of this problem [1] no assumption concerning the existence of a steady state is needed.

#### REFERENCE

- [1] B. DERRIDA, preprint (SPh-T/82-90, Saclay, December 1982).

### Perfect screening for ions and dipoles

CH. GRUBER and PH. A. MARTIN, Institut de Physique Théorique, EPF-L, CH-1015 Lausanne

We consider equilibrium states of ions in  $\mathbb{R}^\mu$ , moving in the presence of a structureless solvent with dielectric constant  $\varepsilon_0$ . We show that if the truncated correlation functions decay faster than  $|x|^{-(\mu+2)}$ , then there is perfect screening of arbitrary charges and the Stillinger–Lovett condition is satisfied; this is equivalent to the condition  $\varepsilon^{-1} = 0$ . In the case of a mixture of ions and dipoles, under the same conditions there is again perfect screening; the corresponding Stillinger–Lovett relation lead us to interpret this system as a model of ions in a structureless solvent with dielectric constant  $\varepsilon_0$  related to the dipole-dipole correlation function.

|                                                                                                                                                                                                         |     |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Rapport de la réunion de printemps 1983 de la Société Suisse de Physique . . . . .                                                                                                                      | 889 |
| Valk, B., Hodel, W., Weber, H.P., und Anliker, P.: Lichtverstärkung an der Oberfläche von Wellenleitern . . . . .                                                                                       | 893 |
| Roschger, E., Schwarzenbach, P., und Balmer, J.: Stabiler Nd: Glaslaser-Oszillator mit aktiver Modenkopplung und Q-Switch . . . . .                                                                     | 893 |
| Balmer, J.: Laserwechselwirkung mit Targetplasmen . . . . .                                                                                                                                             | 894 |
| Lampart, W., und Balmer, J.: Temperaturbestimmung in lasererzeugten Plasmen . . . . .                                                                                                                   | 894 |
| Reis, A., Gasadsorption an halbleitenden Metalloxiden . . . . .                                                                                                                                         | 894 |
| Strässler, S.: On the modeling of semiconductor gas sensors . . . . .                                                                                                                                   | 895 |
| Tenne, R., und Hodes, G.: Non uniformities in the electric field of semiconductor junctions. . . . .                                                                                                    | 895 |
| Boguslawski, P., Papp, G., und Baldereschi, A.: Electronic structure of the self-interstitial in Si . . . . .                                                                                           | 895 |
| Fünfschilling, J.: Höchstaufgelöste Phosphoreszenzspektren von Coronen in einem organischen Glas . . . . .                                                                                              | 896 |
| Merk, E., Czaja, W., und Maschke, K.: Dispersive transport and photoluminescence decay in hydrogenated amorphous silicon. . . . .                                                                       | 896 |
| Schärli, M., Brunner, J., und Waldvogel, H.P.: Röntgen-Photoelektronen-Spektroskopie an $Ti_{1-x}V_xS_2$ . . . . .                                                                                      | 898 |
| Delley, B., und Beck, H.: Haben die 3d Spektren von La und Ce einen atomaren Charakter? . . . . .                                                                                                       | 898 |
| Schefer, J., Fischer, P., Hälgl, W., Yvon, K., Didisheim, J.J., Osterwalder, J., und Schlapbach, L.: Strukturelle und magnetische Phasenübergänge in $LaD_x$ ( $2.41 < x < 3.0$ ) und $CeD_3$ . . . . . | 898 |
| Gotthardt, R., Dagon, M., und Benoit, W.: Einfluss von Wärmebehandlungen auf die martensitische Phasenumwandlung in einer Ni-Ti-Legierung . . . . .                                                     | 899 |
| Puga, M.W., Beck, H., und Simanek, E.: Parameter dependent critical exponent in two-dimensional systems. . . . .                                                                                        | 899 |
| Gremaud, G.: Effet des énergies de liaison et de migration sur les mécanismes d'interaction dislocations-défauts ponctuels . . . . .                                                                    | 900 |
| Schaller, R., Diallo, C., et Benoit, W.: Interactions dislocation-précipités dans les alliages Al-Mn. . . . .                                                                                           | 900 |
| Affolter, K., und von Allmen, M.: Glasformierungstendenz in Übergangsmetall-Systemen . . . . .                                                                                                          | 900 |
| Huber, E., und von Allmen, M.: Metall-Nichtmetallübergänge in Au-Si Gläsern . . . . .                                                                                                                   | 901 |
| Kitano, Y., Wessicken, R., Nissen, H.-U., Yin, D., und Schauer, W.: Structure images of grain boundaries and defects in $Nb_3Ge$ films . . . . .                                                        | 901 |
| Stöckli, A., Furrer, A., Hälgl, W., Kühlbrandt, W., und Mühlethaler, K.: Lichtinduzierte Änderung der Protonendynamik von Chlorophyll-Proteinen . . . . .                                               | 901 |
| Travaglini, G., und Wachter, P.: Energielücken Studium an zwischenvalemtem $SbB_6$ -Einkristall mit Hilfe von Messungen im fernen Infrarot. . . . .                                                     | 902 |
| Kaczmarek, W., Mörke, I., und Wachter, P.: Magnetic ordering influence on Raman spectrum of $HoCrO_3$ . . . . .                                                                                         | 903 |
| Kaczmarek, W., und Gerbais, F.: High-temperature infrared investigation of $\beta-Gd_2(MoO_4)_3$ by scanning interferometry. . . . .                                                                    | 906 |
| Mo, Y., Mörke, I., und Wachter, P.: Surface enhanced Raman scattering of pyridine on silver surfaces of different roughness . . . . .                                                                   | 912 |
| Hüsler, O.E., Kaldis, E., Reim, W., Schoenes, J., und Wachter, P.: Austauschinduzierte Plasmakantenaufspaltung der Tm-Chalkogenide . . . . .                                                            | 913 |
| Mörke, I., Schoenes, J., Küng, M., Henkie, Z., und Wachter, P.: Elektronen und Phononen in $Th_3P_4$ und $Th_3As_4$ . . . . .                                                                           | 915 |
| Reim, W., und Schoenes, J.: Neue Kerr-Rotatoren mit der grössten 'figure of merit' . . . . .                                                                                                            | 916 |
| Bona, G.L., Allenspach, R., Meier, F., und Pescia, D.: Spinaustauschstreue von Photoelektronen . . . . .                                                                                                | 918 |
| Hälgl, B., Furrer, A., und Vogt, O.: Neues multikritisches Verhalten in $CeAs$ . . . . .                                                                                                                | 918 |
| Marti, O., Odoni, W., und Ott, H.R.: Low temperature thermal conductivity of $TmSe$ . . . . .                                                                                                           | 918 |
| Rudigier, H., Fierz, Ch., Ott, H.R., und Vogt, O.: Low temperature specific heat of $USb$ and $UTe$ . . . . .                                                                                           | 919 |
| Triscone, J.-M., et Fischer, Ø.: Caractéristiques tunnel de systèmes en effet de proximité . . . . .                                                                                                    | 919 |
| Berchier, J.L., Solt, K., und Zajc, T.: Switching properties of NiFe magnetoresistive sandwich structures as a function of their geometrical dimensions . . . . .                                       | 919 |
| Solt, K.: E-beam deposition of thin permalloy films for magnetoresistive switching application. . . . .                                                                                                 | 920 |
| Schweickert, E., Brinkmann, D., Mali, M., und Roos, J.: Dipolare Aufspaltung des $^7Li$ -Kernresonanzsignals in $\beta$ -Eukryptit ( $LiAlSiO_4$ ) . . . . .                                            | 920 |
| Kiefl, R.F., Patterson, B.D., Holzschuh, E., und Harshman, D.R.: Hyperfine splitting of muonium in $SiO_2$ powder . . . . .                                                                             | 921 |
| Odermatt, W., Holzschuh, E., Kündig, W., Meier, P.F., Patterson, B.D., Sellschop, J.P.F., und Stemmet, M.C.: The transition from $Mu$ to $Mu^*$ in diamond. . . . .                                     | 921 |
| Schwander, J., Stauffer, B., und Oeschger, H.: Leitfähigkeitsmessung an Eisbohrkernen für klimatische Anwendungen . . . . .                                                                             | 921 |

|                                                                                                                                                                                                                                                           |     |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Muheim, J.T.: Exakte Elektronenmasse und Wasserstoff/Elektron-Massenverhältnis aus dem Hubble-Gesetz . . . . .                                                                                                                                            | 922 |
| Muheim, J.T.: Zur universalen Rolle der Elementarteilchen – verschiedene Methoden der Massenbestimmung . . . . .                                                                                                                                          | 925 |
| Miyazaki, T., and Rinderer, L.: Landau's intermediate state structure with straight normal-superconducting interface boundaries . . . . .                                                                                                                 | 928 |
| Holguin, E., Posada, E., et Rinderer, L.: Statique et dynamique de la couche mixte à deux dimensions dans des fils creux supraconducteurs de type I . . . . .                                                                                             | 929 |
| Zweiacker, P., et Rinderer, L.: Etat intermédiaire dans les monocristaux supraconducteurs de type I . . . . .                                                                                                                                             | 929 |
| Zweiacker, P., et Rinderer, L.: Interaction d'un défaut cristallin et d'un domaine magnétique dans les supraconducteurs de première espèce . . . . .                                                                                                      | 930 |
| Egloff, C., Raychaudhuri, A.K., et Rinderer, L.: Mesures automatisées de la profondeur de pénétration du champ magnétique dans les métaux supraconducteurs de Plomb et les alliages de Plomb-Indium . . . . .                                             | 930 |
| Abukay, D., and Rinderer, L.: Fabrication of multifilamentary Nb-Al superconducting wires . . . . .                                                                                                                                                       | 930 |
| Vécsey, G.: Supraleitung für die Fusion . . . . .                                                                                                                                                                                                         | 931 |
| Stiefel, U., und Marmy, P.: TEXTOR Probenmanipulator . . . . .                                                                                                                                                                                            | 931 |
| Brogli, R., und Jaeger, J.F.: Blanket design . . . . .                                                                                                                                                                                                    | 931 |
| Tran, M.Q.: The gyrotron: A high power millimeter wave source . . . . .                                                                                                                                                                                   | 932 |
| Breunlich, W.H.: Muon induced nuclear fusion . . . . .                                                                                                                                                                                                    | 932 |
| Breunlich, W., Cargnelli, M., Fuhrmann, H., Kammel, P., Marton, J., Pawlek, P., Werner, J., Zmeskal, J., Bertl, W., und Petitjean, C.: Hyperfeinstrukturabhängigkeit der resonanten $d\mu d$ -Molekülbildung bei Temperaturen von 25 K bis 150 K. . . . . | 932 |
| Vécsey, G.: Fusionstechnologieprogramm des EURATOM. . . . .                                                                                                                                                                                               | 933 |
| Vepřek, S.: Elektronenstoss-induzierte physikalisch-chemische Prozesse an Festkörperoberflächen . . . . .                                                                                                                                                 | 933 |
| Koch, A., Maix, R.K., und Rauch, J.: Magnete für Kernfusionsforschung . . . . .                                                                                                                                                                           | 933 |
| Victoria, M., und Stiefel, U.: Pirex. . . . .                                                                                                                                                                                                             | 933 |
| Kohler, P., and Stern, R.A.: Laser induced fluorescence as a plasma diagnostic . . . . .                                                                                                                                                                  | 934 |
| Hayoz, R., Egger, E., Schneider, H., und Vaucher, B.G.: Ionentemperaturmessung mit einer Sonde nach Katsumata . . . . .                                                                                                                                   | 934 |
| Weisen, H.: Phase contrast applied to the study of density fluctuations in a Tokamak plasma . . . . .                                                                                                                                                     | 937 |
| Merki, P., Nyffenegger, R., und Schneider, J.: Konformationsänderung von Polyacrylamid in Lösung . . . . .                                                                                                                                                | 937 |
| Munir, Q., Anliker, P., Weber, H.P., und Markowski, G.: Untersuchung der $\nu_2$ -Schwingung von flüssigem Benzol mittels CARS-Technik. . . . .                                                                                                           | 938 |
| Tiefenthaler, K., und Lukosz, W.: Gitterkoppler auf planaren optischen Wellenleitern aus harten Oxyd-Schichten und ihre Herstellung mit einem Prägeverfahren . . . . .                                                                                    | 938 |
| Briguet, V., Tiefenthaler, K., und Lukosz, W.: Planare optische Wellenleiter aus $\text{LiNbO}_3$ . . . . .                                                                                                                                               | 938 |
| Siegrist, M., Behn, R., Dupertuis, M.A., Kjellberg, I., und Krug, P.: Ionentemperaturmessung mittels Thomson-Streuung am TCA Tokamak: Entwicklungszustand des Projekts und neueste Resultate . . . . .                                                    | 939 |
| Behn, R., Dupertuis, M.A., Krug, P., Salito, A., Siegrist, M.R., und Okada, T.: Einfluss von Puffergasen auf den Wirkungsgrad eines $\text{D}_2\text{O}$ -Ferninfrarotlasers. . . . .                                                                     | 939 |
| Kopiczynski, T., Fischer, E., Wildmann, D., Rozkwitalski, Z., und Kneubühl, F.K.: Sondenmessungen an einem Magneto-Plasma-Beschleuniger . . . . .                                                                                                         | 939 |
| Fischer, E., Wildmann, D., Kopiczynski, T., Rozkwitalski, Z., und Kneubühl, F.K.: Nachweis von Besetzungsinversion an einem Plasmabeschleuniger . . . . .                                                                                                 | 940 |
| Lüthy, W., Schmiele, R., Henchoz, P.-D., Dätwyler, M., und Weber, H.P.: Fragment-Spektroskopie von photodissoziiertem Titantetrachlorid. . . . .                                                                                                          | 940 |
| Henchoz, P.-D., Lüthy, W., et Schmiele, R.: Effet Stark dynamique dans un laser à thallium . . . . .                                                                                                                                                      | 940 |
| Kneubühl, F.K., Preiswerk, H.P., Gnepf, S., und Lubanski, M.: Theorie der Helix DFB Laser . . . . .                                                                                                                                                       | 941 |
| Schmiele, R., Lüthy, W., Henchoz, P.-D., und Weber, H.P.: Miniaturisierung eines Thalliumjodid Photodissoziations-Lasers . . . . .                                                                                                                        | 941 |
| Bochsler, P.: Korrelationen und Autokorrelationen von Geschwindigkeit, kinetischer Temperatur und Teilchenfluss von Ionen im Sonnenwind. . . . .                                                                                                          | 941 |
| Wiehl, H.: Über die Eigenschaften intensiver Mikrowellenausbrüche und der korrelierten harten Röntgenstrahlung . . . . .                                                                                                                                  | 942 |
| Magun, A.: Beobachtung und Interpretation von Sonneneruptionen am Institut für Angewandte Physik der Universität Bern . . . . .                                                                                                                           | 942 |
| Stähli, M.: Das Mikrowellenspektrum von solaren Millisekunden-Spikes . . . . .                                                                                                                                                                            | 942 |
| Wülser, J.-P.: Zeitlich hoch aufgelöste $h\alpha$ -Linienprofile von solaren Flares . . . . .                                                                                                                                                             | 944 |



|                                                                                                                                                                                                                                                                 |     |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| De Chambrier, A., Collins, G.A., Heym, A., Hoffmann, F., Hollenstein, Ch., Joye, B., Keller, R., Lietti, A., Lister, J.B., Nowak, S., O'Rourke, J., Pochelon, A., et Simm, W.: Le tokamak TCA (CRPP-EPFL) .....                                                 | 946 |
| --: Identification des modes d'ondes d'Alfvén .....                                                                                                                                                                                                             | 947 |
| Hammel, B.A., Kohler, P., Paris, P.J., Sawley, M.L., Stern, R.A., and Tran, M.Q.: The Linear Magnetized Plasma device. ....                                                                                                                                     | 947 |
| Sawley, M.L., and Tran, M.Q.: Free and forced ion cyclotron waves in a cylindrical plasma cavity .                                                                                                                                                              | 947 |
| Sawley, M.L.: Generation of nonlinear effects in a cylindrical plasma column by an external antenna                                                                                                                                                             | 948 |
| Egger, E., und Vaucher, B.G.: Untersuchung der Dichtefluktuationen in He- und Xe-Plasmen mit Hilfe der digitalen Bisppektralanalyse .....                                                                                                                       | 948 |
| Vaucher, B.G., Egger, E., und Schneider, H.: Die Dämpfung magnetoakustischer Wellen im fluktuierenden Plasma. ....                                                                                                                                              | 950 |
| De Chambrier, A., Collins, G.A., Duperrex, P.A., Heym, A., Hofmann, F., Hollenstein, Ch., Joye, B., Keller, R., Lietti, A., Lister, J.B., Nowak, S., O'Rourke, J., Pochelon, A., et Simm, W.: Caractérisation de la turbulence magnétique sur TCA .....         | 951 |
| De Chambrier, A., Collins, G.A., Heym, A., Hofmann, F., Hollenstein, Ch., Joye, B., Keller, R., Lietti, A., Lister, J.B., Moret, J.-M., Nowak, S., O'Rourke, J., Pochelon, A., et Simm, W.: Etude paramétrique des décharges ohmiques dans le tokamak TCA ..... | 951 |
| De Chambrier, A., Collins, G.A., Heym, A., Hofmann, F., Hollenstein, Ch., Joye, B., Keller, R., Lietti, A., Lister, J.B., Nowak, S., O'Rourke, J., Pochelon, A., et Simm, W.: Mesure de flux de neutres lors de déplacements du plasma TCA .....                | 954 |
| --: Verunreinigungsstrahlung des Tokamak TCA .....                                                                                                                                                                                                              | 954 |
| De Chambrier, A., Collins, G.A., Heym, A., Hofmann, F., Hollenstein, Ch., Joye, B., Keller, R., Lietti, A., Lister, J.B., Nowak, S., O'Rourke, J., Peacock, N.J., Pochelon, A., Stamp, M.F., et Simm, W.: Mesures spectroscopiques du tokamak TCA .....         | 954 |
| Kocian, P., Erni, D., Bugmann, Q., et Bourquard, S.: Inhomogénéité axiale de la concentration de SiH dans la colonne positive du plasma de silane. ....                                                                                                         | 955 |
| Schötzau, H.J., Graf, H.P., Meili, H.P., Sturzenegger, Ch., and Rügsegger, W.: On the role of the temperature of SF <sub>6</sub> -arcs. ....                                                                                                                    | 955 |
| Gimzewski, J.K., and Vepřek, S.: Determination of the energies of impurity ions in a low pressure plasma using plasma chemical etching .....                                                                                                                    | 959 |
| Raemy, A., Michel, F., and Lambelet, P.: Calorimetric studies of foods. ....                                                                                                                                                                                    | 960 |
| Meier, W., und Güttinger, H.: Optisch betriebene Brandmeldeeinheit mit Analogwertübertragung                                                                                                                                                                    | 960 |
| Tar, D.: Zwei neue Flammenmelder .....                                                                                                                                                                                                                          | 961 |
| Känel, H. von, Kaldis, E., Wachter, P., and Gerischer, H.: Charge carrier separation at the illuminated insulator/electrolyte interface .....                                                                                                                   | 965 |
| Maeder, D., et Steiner, A.: Mesure, à haute résolution, de la résistivité de petits disques métalliques .....                                                                                                                                                   | 966 |
| Eugster, O.: Eine Methode zur Datierung einer Frühbestrahlung auf der Mondoberfläche .....                                                                                                                                                                      | 968 |
| Beer, J., Andrée, M., Oeschger, H., Siegenthaler, U., Bonani, G., Suter, M., und Wölfl, W.: <sup>10</sup> Be-Produktionsschwankungen gemessen in polaren Eisproben. ....                                                                                        | 969 |
| Gruber, R., Keller, R., Saurenmann, H., und Troyon, F.: Stabilitätsstudien für das internationale Fusionsreaktorprojekt .....                                                                                                                                   | 969 |
| Semenzato, S., et Gruber, R.: Résolution d'équilibre MHD statique par une variante simple de la méthode MULTIGRID .....                                                                                                                                         | 970 |
| Kurita, G., Appert, K., Gruber, R., and Vaclavik, J.: Development of a non-linear resistive MHD code .....                                                                                                                                                      | 970 |
| Benz, A.: Plasma Astrophysik an der Gruppe für Radioastronomie der ETHZ .....                                                                                                                                                                                   | 970 |
| Festau-Barrioz, M.C., Troyon, F., and Tran, M.Q.: Kinetic calculation of the ponderomotive effects of an ion cyclotron wave: an application of the oscillation-centre theory. ....                                                                              | 971 |
| Vontobel, P., und Auerbach, T.: Migma-Fusionstheorie. ....                                                                                                                                                                                                      | 971 |
| Yasseen, F., and Vaclavik, J.: Quasilinear theory of inhomogeneous magnetized plasmas .....                                                                                                                                                                     | 971 |
| Sayasov, Yu.S.: Charged particle energy losses and relaxation times in dense plasmas .....                                                                                                                                                                      | 972 |
| Vaclavik, J., Appert, K., Kritz, A.H., Muschietti, L., Succi, S., and Villard, L.: RF heating and current drive .....                                                                                                                                           | 972 |
| Kritz, A.H., Appert, K., and Vaclavik, J.: Numerical modeling of electron runaway and current sustainment .....                                                                                                                                                 | 972 |
| Succi, S., Appert, K., and Vaclavik, J.: Geometrical effects on resonant absorption of MHD-waves                                                                                                                                                                | 973 |
| Villard, L., Appert, K., and Vaclavik, J.: Spectrum of low-frequency, non-axisymmetric oscillations in a cold, current-carrying plasma column. ....                                                                                                             | 973 |
| Bergem, P., Bienz, F., Boschung, M., Phan, T.Q., Piller, G., Rüetschi, A., Schaller, L.A., Schellenberg, L., Schneuwly, H., Fricke, G., Mallot, G., and Sieberling, H.G.: Muonic atom experiments ....                                                          | 973 |



|                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        |     |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Bergem, P., Boschung, M., Phan, T.Q., Piller, G., Rüetschi, A., Schaller, L.A., Schellenberg, L., et Schneuwly, H.: Etude de la correction due à la polarisation nucléaire aux énergies de liaison dans l'atome muonique $^{90}\text{Zr}$ .....                                                                                                        | 974 |
| Boschung, M., Kaeser, K., Phan, T.Q., Piller, G., Rüetschi, A., Schaller, L.A., Schellenberg, L., und Schneuwly, H.: Valenzabhängigkeit des Müoneinfangs in Chlor. ....                                                                                                                                                                                | 974 |
| Wampfler, H.R., und Meyer, V.: Streuung von Protonen an $^{32}\text{S}$ .....                                                                                                                                                                                                                                                                          | 975 |
| Jasicek, H., Markum, H., and Müller, H.H.: A two-step description of a $(p, {}^3\text{He } x)$ reaction to the continuum .....                                                                                                                                                                                                                         | 975 |
| Backenstoss, G., Huck, A., Steinacher, M., Weber, P., Weyer, H.J., von Weymarn, K., Ljungfelt, S., Mankin, U., Maier, T., und Ullrich, H.: Absorption im Flug von $\pi^+$ und $\pi^-$ Mesonen an ${}^3\text{He}$ .....                                                                                                                                 | 978 |
| Zajc, W.A., Bistirlich, J.A., Bossingham, R.J., Bowman, H.R., Clawson, C.W., Crowe, K.M., Frankel, K.A., Hashimoto, O., Kurck, J.P., Martoff, C.J., Miller, J.P., Murphy, D., Rasmussen, J.O., Sullivan, J.P., Yoo, E., and Truöl, P.: Two-pion correlations in heavy ion collisions: measurement of source dimensions using pion interferometry. .... | 978 |
| Döbeli, M., van Elmbt, L., Lebrun, M., Straumann, U., and Truöl, P.: Neutron-photon pulseshape discrimination at medium energies in a large NaI-crystal .....                                                                                                                                                                                          | 979 |
| Borer, K., Hänni, H., Hahn, B., Mani, P., Schacher, J., Stocker, F., und Zeller, W.: Beobachtung von hadronischen Doppeljets und von Kandidaten für das intermediäre Boson $W$ der schwachen Wechselwirkung am 'Proton-Antiproton-Collider' des CERN .....                                                                                             | 979 |
| Aprile, E., Cantale, G., Hausammann, R., Heer, E., Hess, R., Lechanoine-LeLuc, C., Leo, W.R., Morenzoni, S., Onel, Y., Rapin, D., Eaton, G., Jaccard, S., and Mango, S.: An ensemble of polarization parameters for the reaction $pp \rightarrow \pi d$ at five energies between 440 and 580 MeV ...                                                   | 979 |
| König, V., Gruebler, W., Ulbricht, J., Schmelzbach, P.A., Elsener, K., Merdzan, M., Schweizer, C., and Chisholm, A.: Energy dependence of the tensor polarization $t_{20}$ in $\pi^+ - d$ elastic scattering .....                                                                                                                                     | 980 |
| Baumgartner, M., Jourdan, J., Plattner, G.R., Ramsay, W.D., Roser, H.W., and Sick, I.: ${}^3\text{He}$ $D$ -state from the $\bar{d} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ reaction. ....                                                                                                                                                             | 980 |
| Straumann, U., Lebrun, M., Martoff, C.J., Truöl, P., Kissener, H.R., Perroud, J.P., Joseph, C., Dahme, W., and Crowe, K.M.: M2-strength in $A = 15$ nuclei .....                                                                                                                                                                                       | 980 |
| Stoller, Ch., Nessi, M., Wölfli, W., Grosse, E., Michel, Ch., Meyerhof, W.E., Molitoris, J.D., und Morenzoni, E.: Kernreaktionszeiten und $K$ -Schalenionisation bei der tief inelastischen Kollision $U + U$ bei 7.5 MeV/amu .....                                                                                                                    | 981 |
| Amsler, C.: Experimental status of baryonium. ....                                                                                                                                                                                                                                                                                                     | 981 |
| Rosset, Ph.: Mise en évidence possible d'un baryon étrange et charmé .....                                                                                                                                                                                                                                                                             | 981 |
| Backenstoss, G., Hasinoff, H., Pavlopoulos, P., Repond, J., Tauscher, L., Tröster, D., Adiels, L., Bergström, I., Fransson, K., Kerek, A., Guigas, R., Koch, H., Poth, H., Raich, U., Richter, B., Suffert, M., und Zioutas, K.: Neue Resultate bei der Suche nach Baryonium in $p\bar{p}$ -Reaktionen in Ruhe. ....                                   | 982 |
| —: Erstmalige Beobachtung der $p\bar{p}$ Annihilationskanäle $\pi^0 \omega$ , $\pi^0 \eta$ und $\pi^0 \gamma$ . ....                                                                                                                                                                                                                                   | 982 |
| Backenstoss, G., Findeisen, Ch., Meyer, T., Pavlopoulos, P., Repond, J., Tauscher, L., Tröster, D., Adiels, L., Bergström, I., Fransson, K., Kerek, A., Zioutas, K., und Hadjifotiadiou, D.: Test einer Matrix von 7 hexagonalen BGO-Detektoren für den Nachweis hochenergetischer $\gamma$ -Strahlung .....                                           | 982 |
| Boschung, M., Hild, M., Piller, G., Rüetschi, A., Schaller, L.A., Schellenberg, L., and Schneuwly, H.: Capture of negative muons in chromium oxides .....                                                                                                                                                                                              | 983 |
| von Allmen, P., et Martin, Ph.A.: Etude de l'interface entre deux 'Jelliums' classiques de densités différentes .....                                                                                                                                                                                                                                  | 983 |
| Beck, H., Renaud, Ph., Martinoli, P., Nsabimana, M., and Puga, M.: Dynamics of melting in a 2- $d$ lattice .....                                                                                                                                                                                                                                       | 983 |
| Giovannini, N.: Relativistic wave functions and instantaneous wave packet reductions .....                                                                                                                                                                                                                                                             | 984 |
| Schneider, T., Glaus, U., and Stoll, E.P.: Critical properties of xy spin-one chains with uniaxial single-ion anisotropy .....                                                                                                                                                                                                                         | 986 |
| Johnson, R., and Kunz, H.: The conductance of a disordered system .....                                                                                                                                                                                                                                                                                | 986 |
| Droz, M., et Malaspinas, A.: Calcul de facteurs de structure par la méthode de la matrice de transfert et des lois d'échelles pour des systèmes de taille finie .....                                                                                                                                                                                  | 987 |
| Schwendimann, P.: Two colours cooperative spontaneous emission in solids. ....                                                                                                                                                                                                                                                                         | 987 |
| Kunz, H., et de Tonnac, G.: Propagation d'ondes classiques dans un milieu aleatoire unidimensionnel .....                                                                                                                                                                                                                                              | 987 |
| Schneider, W.R.: Hopping transport in one-dimensional periodic lattice systems. ....                                                                                                                                                                                                                                                                   | 987 |
| Gruber, Ch., and Martin, Ph.A.: Perfect screening for ions and dipoles. ....                                                                                                                                                                                                                                                                           | 988 |