

# Rapport de la réunion d'automne de la Société Suisse de Physique (SSP), Davos, 24-26 septembre 1981

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **54 (1981)**

Heft 4

PDF erstellt am: **24.09.2024**

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## Rapport de la réunion d'automne de la Société Suisse de Physique (SSP), Davos, 24–26 septembre 1981

### *Le Comité:*

Président	Prof. Dr P. Dinichert, Neuchâtel
Vice-président	Prof. Dr J. Kern, Institut de Physique, Fribourg
Secrétaire	Prof. Dr H. Beck, Institut de Physique, Neuchâtel

### *Membres du Comité:*

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

### *Procès-verbal de l'Assemblée générale du 24 septembre 1981 à Davos*

Présents: env. 50 personnes 18h00–19h00

#### ad 1 *Procès-verbal de l'Assemblée générale du 9 avril 1981*

Le procès-verbal est accepté.

*Communication* intercalée de M. Plattner, qui doit quitter Davos. Il présente le nouveau rédacteur des H.P.A., M. Philippe Martin, comme successeur de M. Wanders, à qui des vifs remerciements sont adressés par M. Plattner et le président pour la façon exemplaire dont il a assumé sa tâche pendant seize ans. M. Martin entrera en fonction le 1.1.1982 et le "Massnahmenkatalog", élaboré par la Commission HPA et qui a reçu l'aval du nouveau rédacteur, sera mis en pratique dès ce moment-là.

M. Martin saisit l'occasion pour remercier de la confiance qui lui est témoignée et pour relever qu'il compte sur les apports scientifiques des membres, indispensables comme par le passé au bon renom de notre périodique.



ad 2 *Communications du Bureau*ad 3 *Rapport de la séance du Comité du 23.9.1981*

Le président propose de traiter les points 2 et 3 conjointement vu leur imbrication.

– L'EPS souhaiterait voir plus de physiciens suisses parmi ses membres. Chacun est invité à le faire savoir dans son entourage.

– *Prochaines assemblées de la SSP*– *réunion de printemps 1er et 2 avril 1982 à Berne*

Les membres sont invités à faire des suggestions pour des conférences d'intérêt général.

– *réunion d'automne 1982*

La réunion aura lieu du 7 au 10.10. 1982 à Bâle, comme de coutume dans le cadre de l'Assemblée annuelle de la SHSN, dont le symposium principal aura pour thème: 'Naturforschung im Dienste des Gemeinwohls'. La présidente du Comité annuel est Mme Iris Zschokke-Gränacher, que le président félicite au nom de la SSP.

A cette occasion la SSP envisage de commémorer le 200e anniversaire de la mort de Daniel Bernoulli (1700–1782).

– *Société israélienne de physique: demande de mesures de rétorsion*

La Société israélienne de physique, préoccupée par le sort des dissidents en URSS, désirerait que les autres sociétés nationales prennent des mesures de rétorsion à l'égard des physiciens soviétiques.

Le Comité de la SSP est d'avis qu'il faut continuer à pratiquer, en prenant toutes précautions utiles, une politique de la porte ouverte. Des actions se rapportant à des cas précis paraissent être plus efficaces. La SSP a d'ailleurs déjà entrepris des démarches dans ce sens auprès du délégué suisse à la Conférence sur la sécurité et la coopération en Europe (CSCE), à Madrid. Notre prise de position sera communiquée à la Société israélienne de physique.

– *Physique et médecine*

Le Service fédéral de l'hygiène publique constate que des physiciens sont de plus en plus appelés à seconder des médecins. Dès lors il estime qu'il conviendrait de les associer aux responsabilités envers les patients. A cet effet il est envisagé d'instituer des cours de perfectionnement. La SSP est sollicitée de déléguer un représentant au sein d'un comité qui examinera les diverses questions inhérentes à ce projet. L'assemblée approuve l'entrée en matière.

(Entre-temps le Prof. Jérôme Sierro, de Genève, a accepté d'assumer ce mandat).

– *Délégué de la section astronomie et physique au Comité de la S.H.S.N.*

Le remplacement de l'actuel délégué, M. U. Steinlin, professeur d'astronomie à Bâle, sera l'occasion de demander à l'Université de Berne, qui est actuellement peu représentée dans les organes de la SSP, de désigner un candidat.

– *Liste des membres: forme d'une nouvelle édition*

Une nouvelle édition dans la forme de la précédente demanderait actuellement un travail disproportionné avec l'emploi qui en serait fait. Sur demande, le Secrétariat fournit une copie de la liste des membres avec des adresses tenues à jour. Un questionnaire sera envoyé à nos membres pour connaître le nombre d'intéressés à cette information.

ad 4 *Communications des présidents des sections*

Aucun président n'a de communication à faire.

ad 5 *Communications des présidents des commissions*

(a) 'Situation professionnelle'

M. Wiesmann annonce que la brochure a été distribuée et que de ce fait la commission qui avait été chargée de cette enquête n'a plus sa raison d'être; il en demande la dissolution (art. 13bis des statuts), qui est approuvée par l'assemblée. Des remerciements sont adressés une fois encore à M. Wiesmann et à sa commission pour leur excellent travail, qui a suscité un grand intérêt. Une enquête sera faite auprès de nos membres pour savoir s'il serait opportun de traduire cette étude en français.

(b) Politique scientifique

– *Catalogue 1980 - 'La recherche en physique en Suisse'*

Le catalogue 1980 a été largement diffusé et a trouvé un écho très favorable. Le Conseil suisse de la science notamment a invité une délégation, composée de MM. Baltès, Risch et Dinichert, à venir commenter les résultats de ce recensement.

– *Compte rendu du séminaire d'Erice, en juin 1981, sur le thème 'The career outlook for physicists in Europe'*

19 délégués de 10 pays membres y participent et parmi eux des chefs de personnel ou des directeurs de la recherche de Philips, GE Angleterre, Thomson CSF, AEG, RCA Zurich. Des rapports sur le marché actuel du travail dans chaque pays sont présentés. Il s'en dégage l'impression générale que si les Hautes Ecoles, les écoles secondaires et les instituts de recherche étatiques sont comblés, des possibilités existent encore dans l'industrie, la recherche et le développement, les technologies de production, la vente de produits de haute technicité. Il y a toutefois une discordance entre la formation et les exigences de l'emploi.

Les 'Proceedings' du séminaire ont paru entre-temps. L'éditeur en est E.W.A. Lingeman et on peut se les procurer à l'EPS, à Genève.

(c) Comité national suisse de physique de l'UIPPA

Le Comité vient d'élire Martin Peter comme président. Il devra mettre à jour la liste de ses membres. Des candidatures sont à adresser au président.

L'UIPPA vient de tenir son Assemblée générale triennale à Paris du 31.8 au 3.9.1981. La délégation suisse était composée de Mme I. Zschokke, M. H. Gränicher et M. M. Peter: elle a constaté que cette réunion était bien organisée et pense que la Suisse pourrait songer à recevoir à l'occasion cette assemblée.

A Paris, l'UIPPA s'est occupée notamment de la question de la liberté de voyage pour les participants aux conférences et elle a transmis une résolution à l'ICSU (International Council of Scientific Unions).

Dans les *commissions spécialisées*, la Suisse est représentée par: Prof. C. P. Enz (C.3) (Thermodynamique), M. A. Held (C.6) (Publications), Dr. H. R. Zeller (C.10) (Matière Condensée), Dr. L. Van Hove (C.11) (Particles and Fields), Prof. C. Piron (C.18) (Mathematical Physics).

Chaque pays souscrit à l'UIPPA un certain nombre de parts, qui lui donnent droit à un nombre défini de voix dans les votations de l'Assemblée générale. La Suisse a souscrit 4 parts, qui coûteront: - en 1982: 400\$, - en 1983: 750\$, - en 1984: 885\$, en 1985: 1044\$.

Dans les dépenses figurent en premier lieu les subsides aux conférences, l'assistance aux voyages, les contributions à l'ICSU, au secrétariat, etc.

ad 6 *Divers*

Le Professeur H. Gränicher (directeur de L'EIR) informe l'assemblée qu'avant la fin de 1981 une décision devra être prise quant à des améliorations qu'il serait possible d'apporter au réacteur de recherche SAPHIR. Suivant le choix des variantes techniques, on peut compter avec un accroissement d'un facteur 2 à 6 du flux de neutrons thermiques pour des études de diffusion des neutrons. On pourrait ainsi créer de meilleures possibilités de recherche, et cela environ 4 ans avant la mise en service de la source de spallation au SIN (qui à l'heure actuelle n'est d'ailleurs pas encore définitivement décidée). M. Gränicher invite tous les intéressés à participer à l'enquête qui court jusqu'à fin octobre, afin que la question du besoin puisse être élucidée.

Le président remercie le Prof. C. Jaccard, et par son truchement l'ensemble du Comité annuel, tant de l'esprit coopératif que la SSP a rencontré dans la phase préparatoire que de l'organisation même du congrès.

## Physique de la matière condensée

### Propriétés de transport

#### **Einfluss mechanischer Spannung auf die Fermi-Fläche von Platin**

C. CAVALLONI, W. JOSS, R. MONNIER

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

und G. GLÖTZEL

(Max-Planck-Institut für Festkörperphysik, D-7000 Stuttgart 80)

Die Amplituden des de Haas-van Alphen Drehmoments und der oszillatorischen Magnetostriktion wurden bei 1.3 K in Magnetfeldern bis zu 10.5 T simultan gemessen. Aus diesen Daten wurde die uniaxiale Druckabhängigkeit mehrerer extremaler Bahnen auf der Fermi-Fläche von Platin bestimmt. Die Resultate werden mit den Ergebnissen einer selbstkonsistenten relativistischen LMTO-Bandstrukturechnung verglichen.

#### **Elektrische Leitfähigkeit und magnetische Ordnung im System $U_{1-x}Th_xSb$**

B. FRICK, J. SCHOENES und O. VOGT

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

Das verdünnte magnetische System  $U_{1-x}Th_xSb$  ist je nach dem Grad der Substitution von Uran ( $[Rn] 5f^3 6d^{17} s^2$ ) durch Thorium ( $[Rn] 5f^0 6d^{27} s^2$ ) ein Antiferromagnet ( $x \leq 0.15$ ), ein Ferromagnet ( $0.3 \leq x \leq 0.7$ ) oder ein Paramagnet ( $x \geq 0.8$ ). Wir haben an fünf Konzentrationen ( $x = 0, 0.1, 0.33, 0.86, 1$ ) den elektrischen Widerstand und den Hall-Effekt im Temperaturbereich von 1.5 K bis 300 K und in Magnetfeldern bis 10 T untersucht. Der Widerstandsverlauf des stark verdünnten Systems (14% Uran) wird mit der Kondotheorie erklärt und der darin enthaltene antiferromagnetische Austauschparameter  $J_{af}$  wird bestimmt. Aus der Temperaturabhängigkeit des Widerstandes der ordnenden Substanzen wird auf den Typ der magnetischen Ordnung, die Ordnungstemperatur und auf eine Magnonanregungsenergie geschlossen. Die Hall-Effekt-Messungen deuten auf eine mit der Verdünnung zunehmende Zahl von Leitungselektronen hin. Der bei schwacher Verdünnung auftretende Vorzeichenwechsel der Kopplung zwischen den  $f$ -Momenten wird im Rahmen eines zusätzlichen Austausches über die Leitungselektronen diskutiert.

## Thermoelectric power of $Tm_xSe$

D. JACCARD and J. SIERRO

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

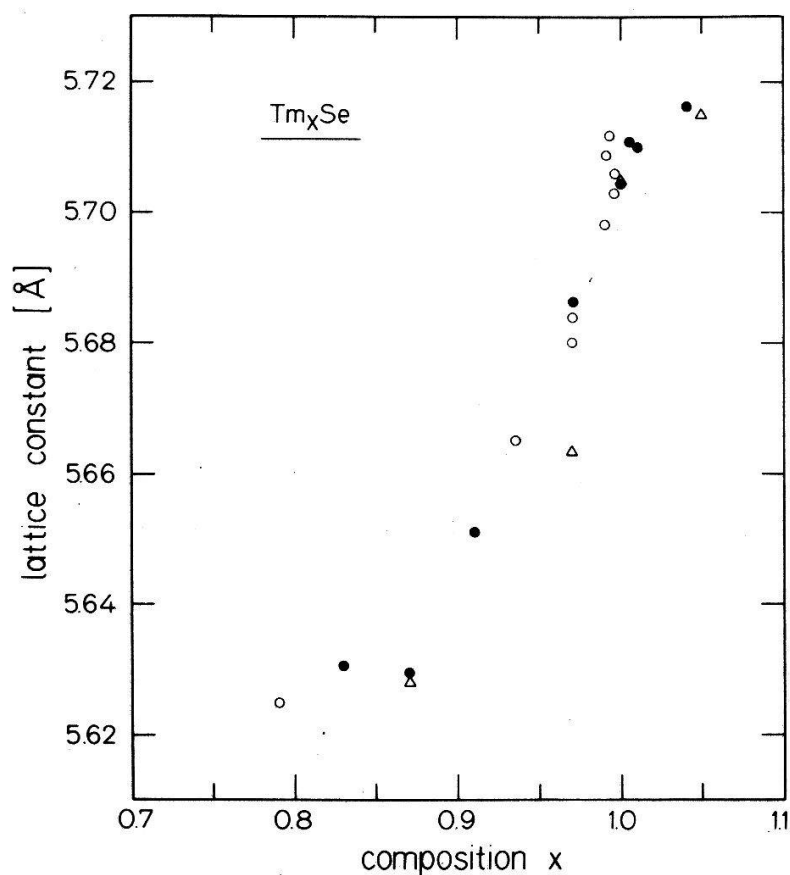
**Abstract.** Thermopower has been measured from 1.5 to 300 K for some  $Tm_xSe$  with  $0.83 < x < 1.04$ . At room temperature the results are explained by a positive thermal contribution and a strongly  $x$  dependent negative contribution connected to the thulium intermediate valence. For  $x > 0.87$  the thermopower shows a negative peak at about 25 K rather independent of  $x$ . At lower temperature and for  $x > 0.97$  the thermopower changes sign and a giant positive peak appears at about 1.5 K.

The previous thermopower measurements [1] made on nearly stoichiometric samples of the intermediate valence compound  $TmSe$  and of the nearly trivalent compound  $TmS$  have shown the two following characteristics:

(i) at low temperature the thermopower of both compounds show similar anomalies with a change of sign near the antiferromagnetic ordering temperature  $T_N$ .

(ii) The thermopowers of  $TmSe$  and  $TmS$  qualitatively differ only at room temperature where pressure dependence measurements [2] have shown that the peculiar behavior of  $TmSe$  originates in the intermediate valence of the  $Tm$  ion. These results have led us to study the transport properties of non-stoichiometric  $Tm_xSe$  because a dependence of the  $Tm$  valence on the chemical composition has been found [3, 4],  $Tm$  being mainly trivalent for  $x = 0.87$ .

The compounds were obtained by melting prereacted powder at 2200–2300°C in sealed tantalum tubes and then cooled at a rate of 100°C/min. Figure 1



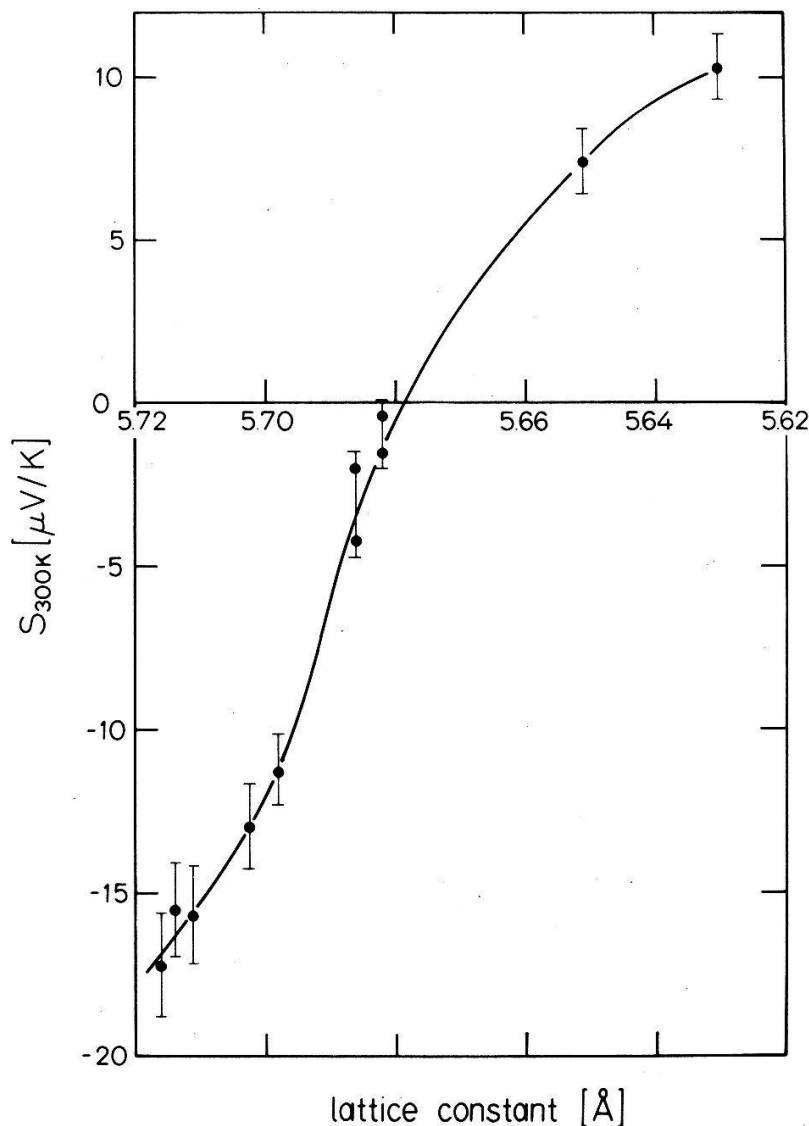


Figure 2

Room temperature thermopower of some  $\text{Tm}_x\text{Se}$  vs. lattice constant.

is a plot of lattice constant versus composition  $x$  in  $\text{Tm}_x\text{Se}$ . Some small discrepancies with previous works [3, 5] appear. They are possibly due to differences in thermal treatment. For  $x > 1.00$ , samples probably contain some Tm metal precipitates. For  $x < 0.87$ , the  $x$  dependence of the lattice constant is smaller because the Tm ion is trivalent and because of the possible formation of the compound  $\text{Tm}_5\text{Se}_6$ .

In the Fig. 2 thermopower at 300 K of some  $\text{Tm}_x\text{Se}$  is plotted as a function of lattice constant. The result is very similar to the pressure dependence of the thermopower of a nearly stoichiometric sample and is qualitatively explained by the same arguments [2]. Applying as a rough approximation the Nordheim-Gorter rule we decompose the thermopower in a contribution  $S_f$  from the scattering of the conduction electrons by heavy  $4f$  states and in a thermal contribution  $S_{th}$ . We estimate  $S_{th} \approx 17 \mu\text{V}/\text{K}$  for  $x = 1.00$ , decreasing to  $S_{th} = 10 \mu\text{V}/\text{K}$  for  $x = 0.87$ . The  $S_f$  term is negative and giant for intermediate valence compounds ( $S_f = -45 \mu\text{V}/\text{K}$  for  $x = 1.00$ ) and strongly dependent on  $x$ . It vanishes for trivalent compounds.



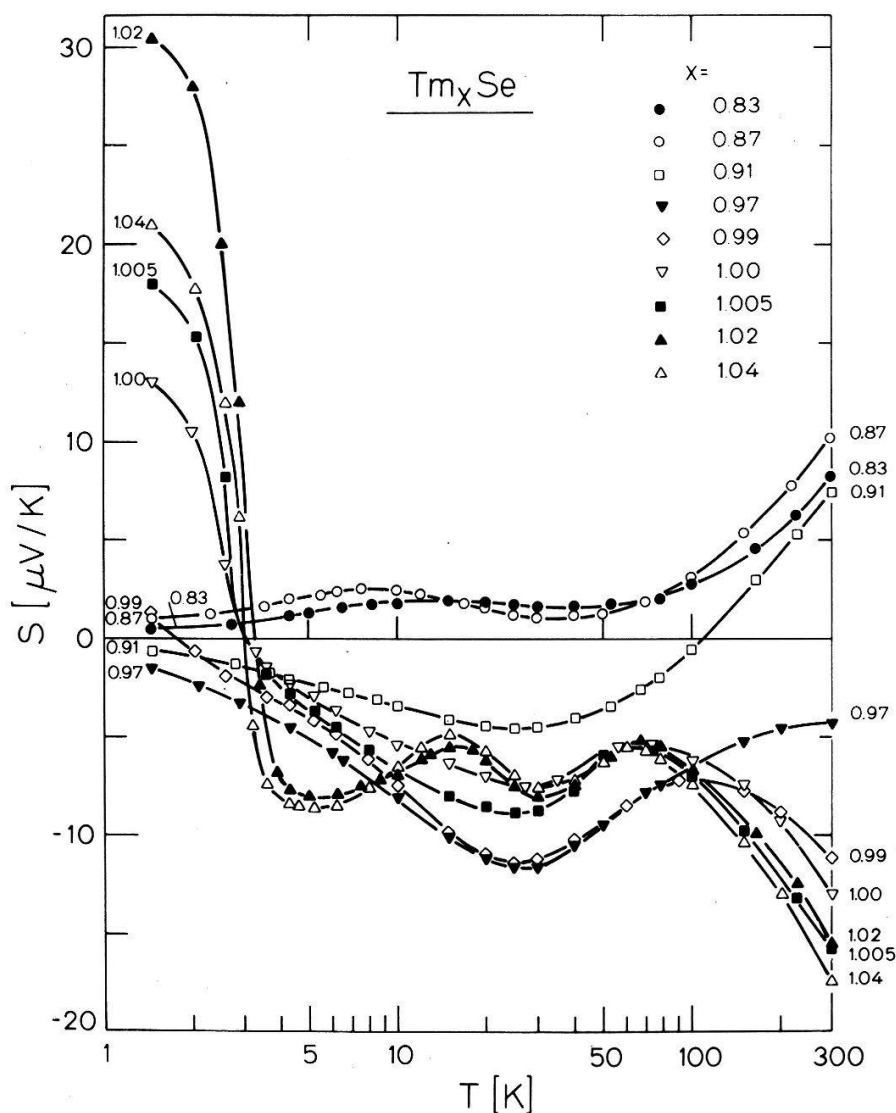


Figure 3  
Temperature dependence of the absolute thermopower of some  $Tm_xSe$ .

The temperature dependence of the thermopower of various  $Tm_xSe$  is shown in Fig. 3. These results can be explained by the five following contributions which number reveals the complexity of the problem:

(i) and (ii) At room temperature the thermopower is dominated by the above-mentioned terms  $S_{th}$  and  $S_f$ . Their precise temperature variation is unknown but a linear dependence seems reasonable. (iii) At low temperature the thermopower of the trivalent compounds  $Tm_{0.83}Se$  and  $Tm_{0.87}Se$  shows small positive contributions which are possibly due to crystal field effects. The crystal field levels as determined by recent neutron scattering measurements (6) are consistent with this interpretation. (iv) For  $x > 0.87$ , the thermopower shows a negative peak at about 25 K. This contribution is also observed in  $TmS$  and appears in the temperature range where the resistivity exhibits a  $\ln T$  variation with a small pressure dependence [7]. This thermoelectric peak is rather independent on  $x$  and on the Tm valence. These characteristics favour an interpretation based on a Kondo like scattering mechanism. (v) For  $x > 0.97$ , the thermopower changes sign near the antiferromagnetic ordering temperature  $T_N$  and shows a giant positive peak at about 1.5 K. In  $Tm_{1.02}Se$  and  $Tm_{1.04}Se$  this contribution is

associated with a negative peak at 5 K. These anomalies must be correlated with the drop of the electronic specific heat below  $T_N$  [8]. Thus the positive peak appears as a result of the strong variation of the  $4f$  density of states at the Fermi level. Another explanation may be the opening below  $T_N$  of a very small energy gap [9].

Thermopower appears as a strongly sensitive physical property to the exact composition of  $Tm_xSe$ . At room temperature the results has been qualitatively explained by two contributions. However the low temperature situation needs further investigations.

### Acknowledgements

We wish to thank R. Cartoni for his helpful technical assistance. This work was partly supported by the Swiss National Science Foundation.

### REFERENCES

- [1] D. JACCARD, J. SIERRO and E. BUCHER, *Solid State Commun.* 31, 713 (1979).
- [2] D. JACCARD, F. HAENSSLER and J. SIERRO, *Helv. Phys. Acta*, 53, 590 (1980).
- [3] F. HOLTZBERG, T. PENNEY and R. TOURNIER, *J. Phys. C5* 40, 314 (1979).
- [4] E. KALDIS, B. FRITZLER, E. JILEK and A. WISARD, *J. Phys. C5* 40, 366 (1979).
- [5] B. BATLOGG, H. R. OTT, E. KALDIS, W. THÖNI and P. WACHTER, *Phys. Rev.* B19 247 (1979).
- [6] A. FURRER, W. BÜHRER and P. WACHTER, *Solid State Commun.* 40, 1011 (1981).
- [7] M. RIBAULT, J. FLOUQUET, P. HAEN, F. LAPIERRE, J. M. MIGNOT and F. HOLTZBERG, *Phys. Rev. Lett.* 45, 1295 (1980).
- [8] A. BERTON, J. CHAUSSY, B. CORNUT, J. FLOUQUET, J. ODIN, J. PEYRARD and F. HOLTZBERG, *Phys. Rev.* B23, 3504 (1981).
- [9] H. BOPPART and P. WACHTER, Colloque international CNRS, Chemistry and physics of sulfides, selenides and tellurides in solids, Paris 1981, to be published.

### NMR in dotierten Einkristallen des Superionenleiters $\beta$ -LiAlSiO<sub>4</sub> ( $\beta$ -Eukryptit)

D. BRINKMANN, M. MALI, J. ROOS und E. SCHWEICKERT

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

P. M. RICHARDS und R. M. BIEFELD

(Sandia Laboratories, Albuquerque, New Mexico)

$\beta$ -Eukryptit zeigt eine nahezu eindimensionale Ionenleitfähigkeit. Diese wird bedingt durch Diffusion von Li-Ionen in Kanälen parallel zur hexagonalen  $c$ -Achse. Zur Erklärung früherer NMR-Messungen an Pulverproben [1, 2] wurde entweder durch lokales Hüpfen hervorgerufene Quadrupolrelaxation angenommen oder Relaxation durch eindimensionale Diffusion zu paramagnetischen Verunreinigungen. Unsere Messungen der Relaxationszeit von  $^7Li$  und  $^6Li$  in  $\beta$ -Eukryptit-Einkristallen weisen auf Relaxation durch paramagnetische Verunreinigungen hin. Die Konzentrationsabhängigkeit der Relaxationszeit in mit Fe dotierten Kristallen schliesst eine streng eindimensionale Diffusion aus.

### LITERATUR

- [1] D. M. FOLLSTAEDT und P. M. RICHARDS, *Phys. Rev. Lett.* 37 (1976) 1571.
- [2] D. M. FOLLSTAEDT und P. M. RICHARDS, *Magnetic Resonance and Related Phenomena*, XXth Congress Ampère, p. 113 (Springer Verlag, New York, 1979)



## Application of Miedema's cellular model to ternary metal hydrides

J.-J. DIDISHEIM and K. YVON

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

We use a model [1] for the calculation of the stability of hydrogen atoms in the different interstices of an intermetallic compound  $A_mB_n$ . Each interstitial site is characterized by the number of  $A$  and  $B$  atoms which surround it; an interstice formed by 'a'  $A$  atoms and 'b'  $B$  atoms is called an interstice of type  $a/b$ . A 'local' stability for  $H$  atoms at a concentration  $x$  in interstices of type  $a/b$ ,  $\Delta H'_{a/b}(x)$ , is defined as the sum of the enthalpies of formation of the imaginary binary hydrides formed by the metal atoms with the hydrogen:

$$\Delta H'_{a/b}(A_mB_nH_x) = \Delta H(A_mH_x[a/(a+b)]) + \Delta H(B_nH_x[b/(a+b)])$$

The enthalpies of formation of the binary hydrides are calculated with Miedema's cellular model for alloy stability [2].

It must be noted that  $\Delta H'_{a/b}$  is not equal to the enthalpy of formation of the ternary hydride, because it neglects several contributions to the stability, such as the weakening of  $A-B$  bonds due to the incorporation of  $H$  atoms into the structure.

$\Delta H'_{a/b}(x)$  is thus used as a measure of the relative stability of  $H$  atoms, at a concentration  $x$ , in interstices of type  $a/b$ , as compared to that in other types of interstices in the structure. It is found that the absolute value of  $\Delta H'_{a/b}(x)$  depends strongly on the type of interstice  $a/b$  and that, for a given type of interstice, it decreases as the  $H$ -concentration  $x$  increases. We have shown previously [3] how the  $\Delta H'_{a/b}(x)$ -values can be used to predict the occupancy of the different interstitial sites, and that the calculated values are in good agreement with the ones determined by neutron diffraction for the deuterated Laves-Phase  $ZrV_2D_x$ ,  $0 \leq x \leq 5$ .

In the present work, we apply the model to the other ternary metal hydrides of known structure. The calculated occupancy factors are in a good agreement with experiment for the hydrides of Laves-type compounds. This means that, for these compounds, the distribution of the  $H$  atoms is essentially determined by their local chemical affinity with the various interstitial sites. It is also shown that the interactions between the  $H$  atoms play a prominent part for their distribution in the structure. These interactions, which can be deduced from the existence of short-range order at high temperature and from the occurrence of ordered structures, such as  $ZrV_2H_4$  [4] at low temperature, can explain the discrepancies between observed and calculated occupancy factors for several other hydrides. Another factor which can be of importance in the arrangement of the  $H$  atoms in the structure is their tendency to distribute along diffusion pathways. Finally, the failure of the cellular model for some ternary hydrides is ascribed to electronic band structure effects. A detailed account of this work is given in [5].

### REFERENCES

- [1] I. JACOB and D. SHALTIEL, *J. Less-Common Met.* 65, 117 (1979).  
[2] A. R. MIEDEMA, P. F. DE CHÂTEL and F. R. DE BOER, *Physica* 100B, 1 (1980) and P. C. P. BOUTEN and A. R. MIEDEMA, *J. Less-Common Met.* 71, 147 (1980).

- [3] J.-J. DIDISHEIM, K. YVON, P. FISCHER and D. SHALTIEL, *J. Less-Common Met.* 73, 355 (1980).  
[4] J.-J. DIDISHEIM, K. YVON, P. FISCHER and P. TISSOT, *Solid State Commun.* 38, 637 (1981).  
[5] J.-J. DIDISHEIM, Thesis, Université de Genève, 1981.

## **Surfaces**

### **Direkter Nachweis von extrinsischen Plasmonen in der Röntgen-Photoelektronen-Spektroskopie**

M. SCHÄRLI und J. BRUNNER

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

Die bei Photoemissionsmessungen beobachteten Plasmonenverluste können grundsätzlich sowohl intrinsischen als auch extrinsischen Ursprungs sein. Eine Trennung dieser beiden Prozesse ist unerlässlich bei der Beschreibung des Photoemissionsprozesses durch das 3-Schritte-Modell sowie bei quantitativen XPS-Untersuchungen. Eine unmittelbare Bestimmung des extrinsischen Anteils an aufgedampften Schichten ist jedoch bisher stets gescheitert.

TaS<sub>2</sub> ist eine metallische Schichtverbindung, welche eine ausgeprägte zweidimensionale elektrische Leitfähigkeit zeigt und ausserdem leicht mit Fremdstoffen, z.B. mit Alkali-Hydroxiden, interkaliert werden kann. TaS<sub>2</sub> zeigt Plasmonenverluste bei 22 eV, während wir für reines NaOH charakteristische Verluste bei etwa 16.5 eV beobachten.

An einer interkalierten Probe TaS<sub>2</sub>-NaOH wurde indessen für die Na 1s resp. 0 1 s Linie ein zusätzlicher Verlustpeak bei 22 eV gemessen, welcher nur als rein extrinsischer Plasmonenverlust gedeutet werden kann. Aus dem Vergleich der relativen Intensitäten der Plasmonenpeaks der metallischen Schicht, resp. des Interkalanten, berechneten wir den minimalen Anteil der extrinsischen Verluste zu 78% ± 10%.

### **Elektronenstruktur von LaH<sub>3</sub>, untersucht mit Photoelektronenspektroskopie (XPS)**

L. SCHLAPBACH

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

La bildet metallisches LaH<sub>2</sub> und halbleitendes LaH<sub>3</sub>, beide mit starken Abweichungen von der Stöchiometrie. Wir haben das Valenzband und die 3d-Rumpfniveaus von LaH<sub>3</sub> mittels XPS gemessen und mit denjenigen von La verglichen.

Die Leitungszustände um  $E_F$  verschwinden ganz. 6 eV unterhalb  $E_F$  entsteht ein neues durch Wasserstoff induziertes Band. Das 3d-Rumpfniveau wird um 2.8 eV zu grösserer Bindungsenergie verschoben und zeigt interessante Abschirmeffekte des durch Photoemission erzeugten 3d-Loches.

## **Oberflächenmagnetismus von Chrom (100)**

T. SCHRIBER, F. MEIER und D. PESCIA

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

Mit spin-polarisierter Photoemission wurde die Oberflächenmagnetisierung als Funktion des angelegten Magnetfelds und der Temperatur  $T$  gemessen. Bei  $T = -40^\circ\text{C}$  beträgt die Sättigungspolarisation 9%. Auger-Spektren der gereinigten Oberfläche zeigen eine Restkontamination von Sauerstoff, die weniger als 0.02 Monolagen entspricht. Magnetisches Chromoxid kann daher als Ursache der gefundenen Polarisation ausgeschlossen werden. Die Annahme einer ferromagnetischen Oberflächenschicht erklärt die Messung vollständig und ist in Übereinstimmung mit Resultaten theoretischer Arbeiten.

## **Die Gasempfindlichkeit von halbleitendem Zinnoxid**

A. REIS

(Cerberus AG, CH-8708 Männedorf)

Viele halbleitende Metalloxide zeigen bei höheren Temperaturen eine starke Abhängigkeit ihrer elektrischen Eigenschaften von der umgebenden Gasatmosphäre und können daher als einfache Detektorelemente für den Gasnachweis benutzt werden.

Anhand von Leitfähigkeitsmessungen an polykristallinem, palladiumdotiertem Zinnoxid in trockener und wasserdampfhaltiger Atmosphäre lassen sich Aussagen machen über die chemische Reaktivität der Oxidoberfläche. Es wird ein Modell der hydratisierten Oberfläche beschrieben, und es werden damit experimentell beobachtete Gasreaktionen mit Wasserstoff und Kohlenmonoxid an solchen Oberflächen gedeutet.

## **The static structure factor for a finite incommensurate monolayer**

F. WELING

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

and A. GRIFFIN

(Department of Physics, University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada M5S 1A7)

The static structure factor for a finite  $2D$  classical harmonic lattice is evaluated, including finite size effects from both lattice sums and the lower  $k$ -cutoff on the phonon spectrum. The numerical results show that the power law behaviour of  $S(\vec{q})$  expected in an infinite  $2D$  crystal should be already quite apparent in crystallites of size  $L \sim 1000 - 5000 \text{ \AA}$ . These results are directly applicable to the analysis of diffraction studies on physisorbed, incommensurate monolayers on graphite substrates.

## Elektrische Eigenschaften von SnO<sub>2</sub>-Filmen bei Gaseinwirkung<sup>1)</sup>

B. BISCHOF und W. BAUMGARTNER

(Institut für Angewandte Physik, ETHZ, CH-8093 Zürich)

Die elektrische Leitfähigkeit und das Kontaktpotential von SnO<sub>2</sub> erwiesen sich als empfindliche Indikatoren für die Existenz und Natur von Adsorbatschichten. Im besonderen liefert die Messung des Kontaktpotentials schon bei quasi-statischer Erwärmung Thermodesorptionskurven, Wegen der kleinen Aufheizrate liegen aber die Desorptionsmaxima bei wesentlich tieferen Temperaturen als mit der üblichen Massenspektrometrie. Gleichzeitig lassen sich mit der Theorie von Frankl [1] aus den erwähnten beiden elektrischen Messmethoden Abschätzungen für die Beweglichkeit und Konzentration der freien Ladungsträger gewinnen.

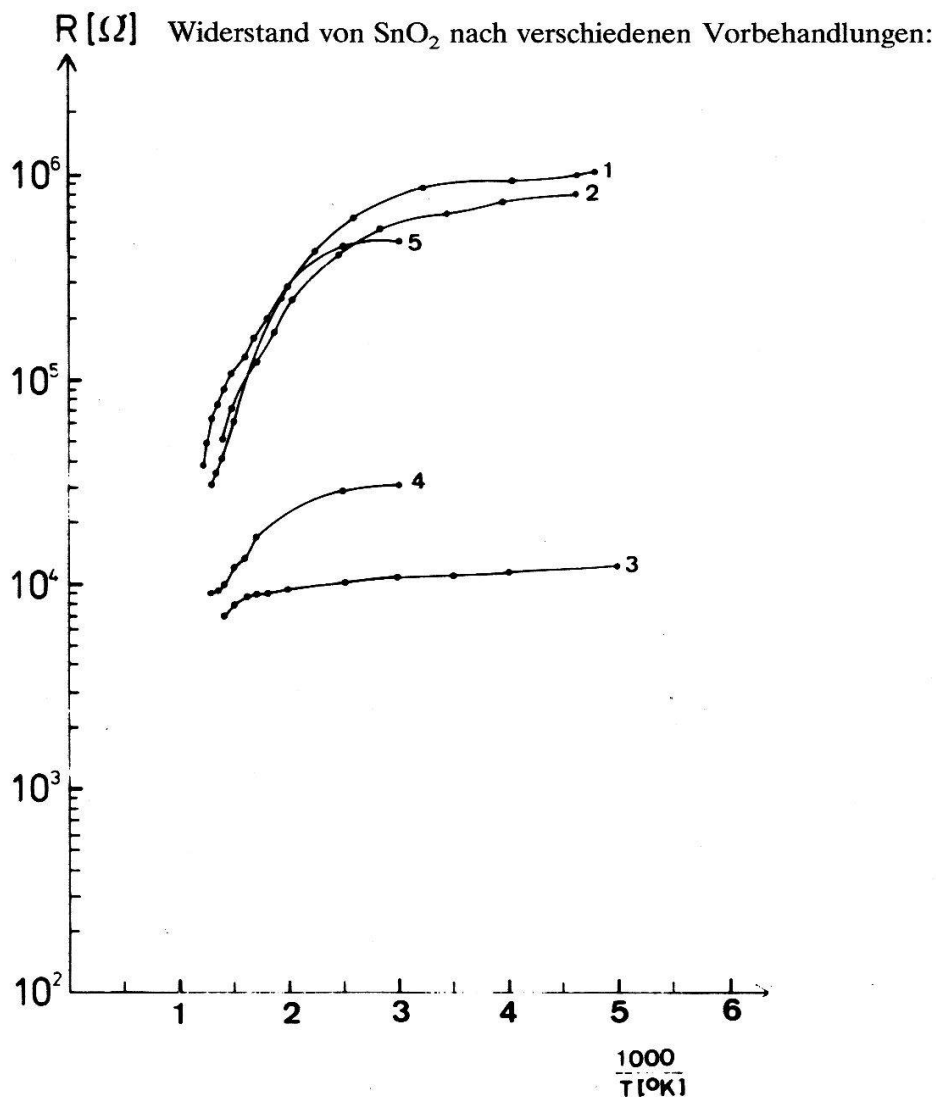
Die Herstellung der 100 nm dicken SnO<sub>2</sub>-Filme auf Suprasil (synthetischer Quarz) erfolgte durch HF-Kathodenzerstäubung eines gepressten SnO<sub>2</sub>-Pulvertargets. Die frischen Schichten waren röntgenamorph und zeigten im REM keinerlei Oberflächenstruktur. Die Untersuchungen wurden in einem UHV-Rezipienten durchgeführt mit Totaldrücken von maximal 10<sup>-2</sup> Pa, minimal 10<sup>-8</sup> Pa. Die Probertemperatur konnte im Bereich -200°C bis +600°C variiert werden. Die angewandten Messmethoden waren DC-Leitfähigkeitsmessungen, Gasanalyse mit dem Massenspektrometer und Kontaktpotentialmessungen nach der Kelvinmethode [2] mit einer vergoldeten Cu-Be-Lamelle als Referenzelektrode. Halleffektmessungen an Luft ergaben Ladungsträgerkonzentrationen um 10<sup>18</sup> cm<sup>-3</sup> und Beweglichkeiten von 1 - 10 cm<sup>2</sup>/Vsec.

Die Leitfähigkeit von SnO<sub>2</sub>-Schichten in Funktion der Temperatur ist sowohl vom Oxidationszustand des Bulkmaterials, als auch von den Adsorbaten an der Oberfläche abhängig (vgl. Fig. 1). Mit zunehmender Abweichung der Bulkzusammensetzung vom stöchiometrischen Fall wegen wiederholtem Einwirken reduzierender Gase nimmt der Temperaturkoeffizient der Leitfähigkeit ab, er kann aber durch Tempern in O<sub>2</sub> wieder auf den alten Wert gebracht werden. Aus der Abhängigkeit des Leitfähigkeitsverlaufes in Funktion der Temperatur von der Aufheizrate (vgl. Fig. 2) kann geschlossen werden, dass nicht nur die Adsorption, sondern auch die Desorption von Gasen ein äusserst langsamer Prozess ist.

Während der Adsorption von Sauerstoff im Druckbereich 10<sup>-6</sup> bis 10<sup>-3</sup> Pa und bei Temperaturen von 77 K bis 820 K gehorcht die Leitfähigkeit einem Elovitch-Gesetz [3]. Der Leitfähigkeitsverlauf bei Einwirkung reduzierender Gase ist von der Vorbehandlung der Probe abhängig. Für stark reduzierte Filme (Fig. 1, Nr. 3) ist die Leitfähigkeitsänderung bei Einwirkung von H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub> und CO sehr schwach, während für stark oxidierte Filme und 10<sup>-3</sup> Pa CO die Leitfähigkeit um mehrere Dekaden ansteigt. Der Leitfähigkeitsverlauf lässt sich nicht mit einem Elovitch-Gesetz beschreiben und scheint auch keinem bestimmten Grenzwert zuzustreben, wie es bei fortschreitender Reduktion des Bulkmaterials ja zu erwarten ist [4].

Yamazoe et al. [5] erhalten für im Vakuum abgekühlte Pulver bei 20°C unter H<sub>2</sub>-Einwirkung eine Widerstandserhöhung, bei Temperaturen über 85°C jedoch eine Widerstanderniedrigung. Eigene Experimente an unter O<sub>2</sub> abgekühlten SnO<sub>2</sub>-Filmen ergaben auch bei 20°C eine Leitfähigkeitserhöhung. Da beim nachfolgenden Thermodesorptionsexperiment grosse Mengen H<sub>2</sub>O desorbierten, kann

<sup>1)</sup> Diese Arbeit wurde durch die Kommission zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung finanziell unterstützt.



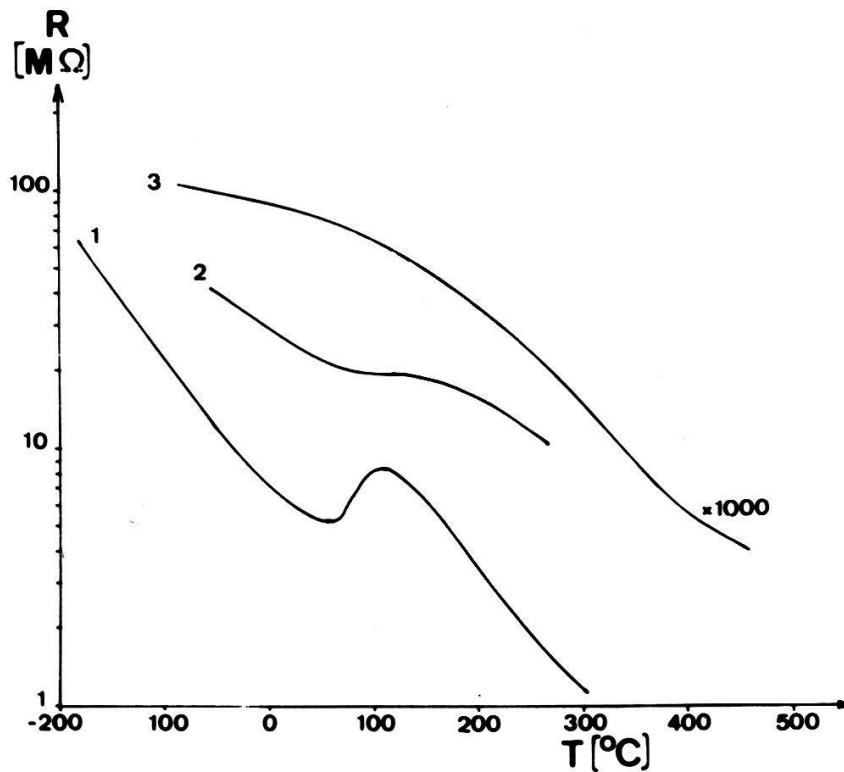
Figur 1

- 1) Erstes Aufheizen im UHV nach Luftkontakt.
- 2) Aufheizen im UHV nach Belegung mit  $\text{O}_2$ .
- 3) Aufheizen im UHV nach wiederholter Einwirkung von  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  ohne Sauerstoffbehandlung.
- 4) Erstes Abkühlen in  $10^{-3} \text{ Pa O}_2$  nach 3).
- 5) Zweites Abkühlen in  $10^{-3} \text{ Pa O}_2$  nach 3).

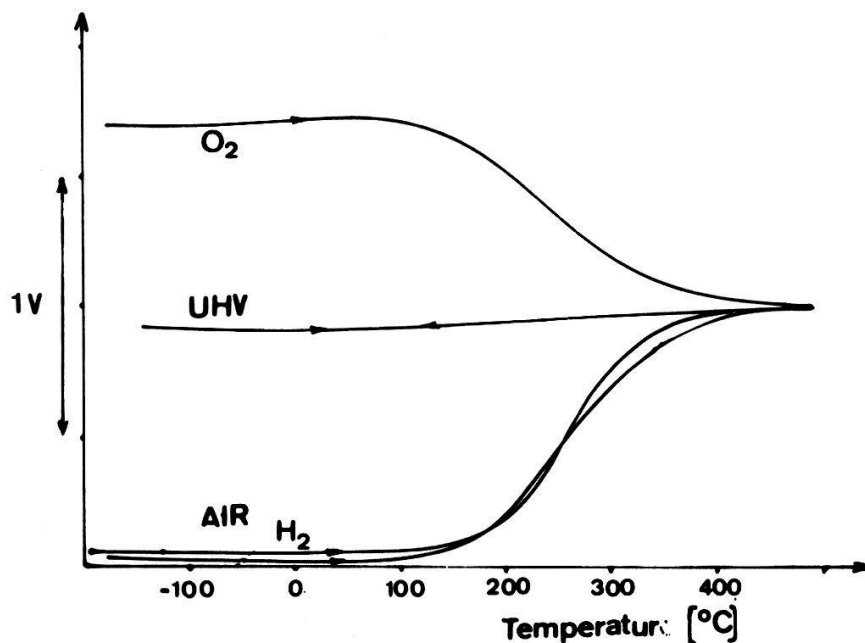
geschlossen werden, dass das  $\text{H}_2$  bei tiefen Temperaturen nur mit dem adsorbier-  
ten Sauerstoff, über  $85^\circ\text{C}$  aber auch mit Gittersauerstoff reagiert.

Die Austrittsarbeit von  $\text{SnO}_2$  wird durch die Adsorption von  $\text{O}_2$  erhöht,  
durch  $\text{H}_2$  oder Raumluft jedoch erniedrigt. Das Kontaktpotential zeigt zu Beginn  
der Gaseinwirkung zunächst einen raschen Anstieg, resp. Abfall in der  
Grössenordnung von einigen  $100 \text{ mV}$  (für  $P \sim 10^{-3} \text{ Pa}$ ), anschliessend eine lang-  
same Drift in derselben Richtung. Der Verlauf der Austrittsarbeit von  $\text{SnO}_2$  beim  
Aufheizen nach der Gasadsorption ist in Fig. 3 dargestellt. Beim Aufheizen ohne  
Gasbelegung ist die Austrittsarbeit praktisch konstant. Die Änderung der Aus-  
trittsarbeit der  $\text{O}_2$ -belegten Schicht ist eine Folge der Desorption von atomarem  
sauerstoff, da gemäss den massenspektrometrischen Desorptionsexperimenten der  
molekulare Sauerstoff schon unter Raumtemperatur desorbiert. Nach Luftadsorp-  
tion desorbieren grosse Mengen Wasser, was die Gleichheit der Kurven für Luft





Figur 2  
Widerstandsverlauf für  $\text{SnO}_2$  beim Aufheizen nach Luftkontakt bei  $20^\circ\text{C}$  ( $10^5$  Pa).  
Aufheizrate: 1)  $5^\circ/\text{min}$ , 2)  $10^\circ/\text{min}$ , 3)  $70^\circ/\text{min}$ .



Figur 3  
Austrittsleistungsänderung von  $\text{SnO}_2$  beim langsamen Aufheizen im UHV nach Belegung mit verschiedenen Gasen.

UHV: keine Gasbelegung.

$\text{O}_2$ : abgekühlt bis  $20^\circ\text{C}$  unter  $10^{-3}$  Pa  $\text{O}_2$ .

AIR: abgekühlt im UHV, dann  $10^5$  Pa Luft bei Raumtemperatur.

$\text{H}_2$ : abgekühlt bis  $20^\circ\text{C}$  unter  $10^{-3}$  Pa  $\text{O}_2$ , dann 20 min bei  $20^\circ\text{C}$  Einwirkung von  $5 \cdot 10^{-4}$  Pa  $\text{H}_2$ .

und  $H_2$  erklärt. Die absolute Grösse der Kontaktpotentialänderung ist natürlich von der adsorbierten Gasmenge abhängig.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Gasadsorption an amorphen, gesputterten  $SnO_2$ -Filmen innert Minuten so grosse Leitfähigkeitsänderungen bewirkt, dass ihr Einsatz als Gassensoren möglich ist. Die nach Frankl [1] berechneten Oberflächenbedeckungen sind dabei relativ klein ( $\max 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ). Experimente an Luft ergaben, dass selbst CO-Gasspuren von 100 ppm nachgewiesen werden können. Zur Feststellung der Desorption der Gase im UHV ist jedoch die Austrittsarbeit besser geeignet als die Leitfähigkeit, da die zu messenden Effekte wesentlich grösser sind als die Temperaturabhängigkeit der Austrittsarbeit bei fehlender Desorption. Die aus der Austrittsarbeit und der Leitfähigkeit vor resp. nach der Sauerstoffadsorption berechneten Werte für die Beweglichkeit und Konzentration der freien Ladungsträger stimmt in etwa mit den aus Hallmessungen bestimmten Werten überein [6].

#### LITERATUR

- [1] D. R. FRANKL, *Electrical Properties of Semiconductor Surfaces*, Int. Series of Monographs on Semicond. 7 (1967).
- [2] K. BESOCKE und S. BERGER, *Rev. Sci. Instr.* 47, 7 (1976) 840–842.
- [3] B. BISCHOF, O. OEHLER und W. BAUMGARTNER, *Proc. 8th Int. Vacuum Congress, Cannes 1980*, Vol. 1, S. 755ff.
- [4] N. YAMAZOE et al. *Surf. Sci.* 86, (1979), 335–344.
- [5] P. HARRISON und W. THORNTON, *J. Chem. Soc. Faraday*, 74 (1978).
- [6] B. BISCHOF, Diss. ETH-Z, (to be published).

### *Propriétés optiques, structure électronique*

#### **Die Rolle der 4f bzw. 5f Elektronen in der elektronischen Struktur intermetallischer (R, A)Pd<sub>3</sub> Verbindungen**

J. SCHOENES

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

Die Seltenen Erden (R) und die Actiniden (A) bilden mit Palladium kubische (R) respektive hexagonale (A) intermetallische Verbindungen der Formel (R, A)Pd<sub>3</sub>. Wir berichten über Reflexionsmessungen von 0.03 bis 12 eV an ThPd<sub>3</sub>, UPd<sub>3</sub> und CePd<sub>3</sub>. Unterhalb 0.5 eV und oberhalb 2 eV sind die Spektren der drei Substanzen nahezu identisch. Dazwischen unterscheiden sie sich gemäss der unterschiedlichen Bindungsenergien der f-Elektronen. Während ThPd<sub>3</sub> keine besetzten 5f-Zustände aufweist, verschiebt sich das Maximum des 5f → 6d- bzw. 4f → 5d-Übergangs zwischen der Uran- und der Cer-Verbindung von 1 eV auf ~0.5 eV. Diese Verschiebung genügt, um vom lokalisierten 5f<sup>2</sup>-Zustand des Urans zu einer nicht ganzzahligen Besetzung 4f<sup>1-δ</sup> in CePd<sub>3</sub> zu gelangen. Alle Spektren zeigen nur sehr kleine Beiträge von Intraband Anregungen bei niedrigen Energien, was auf ein nahezu vollständiges Auffüllen des Pd-4d-Bandes

hinweist. Interband-Uebergänge dieser Pd-4d-Elektronen dominieren die Spektren oberhalb von 2 eV.

### **Characteristics of magneto-optical spectra and 3d-localized states in pure and substituted magnetite**

XU-XIN ZHANG,<sup>1)</sup> W. REIM, J. SCHOENES and P. WACHTER

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

The optical reflectivity and the magneto-optical Kerr effect have been measured at room temperature for pure and Li<sup>1+</sup>- and Mg<sup>2+</sup>-substituted magnetite in the photon energy range from 0.5 to 5 eV. The comparison of these spectra allows us to identify the transitions due to Fe<sup>2+</sup> in octahedral sites and Fe<sup>3+</sup> in octahedral and tetrahedral sites. Using a single ion model and taking into account photoemission data energy level schemes have been derived for the three kinds of spinel ferrites. The different magneto-optical structures will be discussed in terms of microscopic models.

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

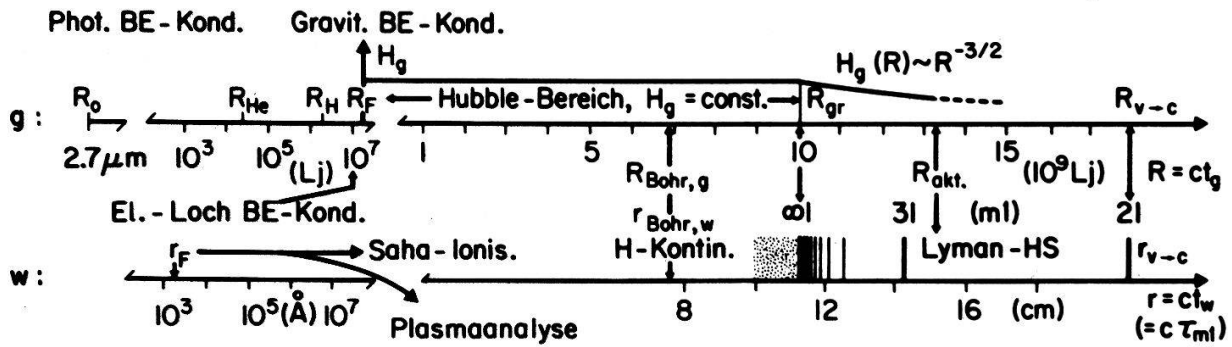
### **Formale Identität von gravitativer und schwach wechselwirkender Rezession**

J. T. MUHEIM

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

In der Sicht dieses Modells hat der Urknall (Big Bang) nicht nur stattgefunden, sondern dauert fort, und ist an jeder Raumstelle und zu jeder Zeit nachweisbar (Raum-Zeit-Gedächtnis). Für die direkte Altersbestimmung eignen sich etwa  $e^+$ -Lebensdauer-messungen. Da im Universum alles interaktiv aufeinander abgestimmt ist, werden alle physikalischen Prozesse der Natur vom aktuellen Stand der gravitativen universalen Rezession bestimmt. Aus den 5 Elementarkonstanten  $e_s$ ,  $\hbar$ ,  $G$ ,  $c$  und  $k_B$  lassen sich praktisch alle übrigen konstanten Parameter (Massen, Längen, Zeiten, Verhältnisse etc.) der Makro- und Mikrowelt mit (endlicher) Modellgenauigkeit ableiten. Seit 1977 wurde vermutet, dass die Festkörperexplosion im Funkenmassenplasma einer schwach wechselwirkenden Rezession, anschliessend an die (Elektron-Loch)-Quasiteilchen-Bose-Einstein (BE)-Kondensation des Funkenflecks, entspreche, wobei durch 'expansive Saha-Ionisation' die analysierbaren Ladungsverteilungen der (multipositiven) Plasmaionen entstünden. Die sinngemässe Uebertragung der mutmasslichen Fleckbedingungen auf die gravitative Situation des Universums hat zum kürzlich vorgestellten Parametermodell [1] geführt. Daraus folgt, dass schwache ( $w$ ) Plasmarezession und gravitative ( $g$ ) universale Rezession wahrscheinlich vollständig analog ablaufen (Fig.). Die Verknüpfung  $w-g$  wird im Bereich mittlerer Radien ( $r, R$ ) über einen Satz von Bedingungen durch das zentrale Fleckereignis ( $F$ ) vermittelt, das im Prinzip einen Phasenübergang 'fest'  $\rightarrow$  gasförmig





Figur  
Vergleich von gravitativer (g) und schwach wechselwirkender (w) Rezession.

darstellt. Dabei wird angenommen, dass der Plasma-BE-Kondensation eine BE-Kondensation der gravitativ (intra!) gekoppelten Baryon-Hanteln (Rotatoren vom Radius  $R_H$ ) entspricht. Zwischen den Hanteln (inter!) aber ist die Attraktion nicht newtonsch, sondern nur 'gravitativ van der Waalssch'. Erst durch die Saha-'Ionisation' der Rotatoren wird ein wachsender Bruchteil der Baryonen newtonsch. Dies bewirkt, dass die Hubble-Konstante  $H_g = v/R$  im Bereich  $R_F = 2.3 \cdot 10^7 \leq R \leq R_{gr} = 10^{10}$  Lj konstant ist. Für  $R$  grösser als der Fleckradius  $R_F$ , gilt das kosmologische Prinzip. Da jeder Raumpunkt Zentrum ist, sieht der Beobachter des Universums mit aus der Vergangenheit kommenden Photonen, in räumlich-struktureller Hinsicht, die Nach-Urknall-Phase  $R > R_0$  (d.h. bezogen auf die Zeit des Urknalls die Zukunft, und bezogen auf die aktuelle Jetztzeit die Vergangenheit). Diese Version steht in Einklang mit der Hypothese, dass das Alter (=Jetztzeit - Urknallzeit) lokal, also räumlich unverfälscht, gemessen wird, und ca.  $(13.2 \pm 1.5) \cdot 10^9$  J. beträgt. Obwohl  $H_g$  eine reziproke Zeit ist, ist die Hubble-Konstante eine rein strukturelle Grösse, die zwar beliebig viele Darstellungen der Dimension  $s^{-1}$ , aber zu allen Zeiten denselben Wert  $1.7 \cdot 10^{-18} s^{-1}$  hat. Das Auslaufen des potentiellen Energiereservoirs (100% der Rotatoren ionisiert) bei  $R_{gr} = 10^{10}$  Lj, erzwingt durch den Energiesatz  $E_{tot} = 0$ , bei angenommener kritischer Expansion, eine bruske Abbremsung der Ausdehnung (Quasarphänomene!). Diese Phase hat etwas Atomartiges. In der Tat entspricht ihr in der  $w$ -Achse exakt das Lyman-Hauptserienspektrum des Wasserstoffs. Die Skalen ( $R, r$ ) sind hier durch das Verhältnis von schwacher und gravitativer Feinstrukturkonstante,  $\alpha_w$  und  $\alpha_g$ , verknüpft, wo  $\alpha_w = \alpha_s^5/4$  und  $\alpha_s$  die (elektromagnetische) Sommerfeld-Feinstrukturkonstante bedeutet, mit den Entsprechungen: Hubble-Bereich  $\hat{=}$  H-Kontinuum;  $R_{gr} \hat{=}$  Seriegrenzübergang,  $\infty \leftrightarrow 1$ ;  $r_{v \rightarrow c} \hat{=}$  letztmöglicher Uebergang,  $2 \leftrightarrow 1$ . Der relativistische Fall  $v \rightarrow c$  wird nie aktualisiert, da  $v \sim R^{-1/2}$  für  $R > R_{gr}$ . Symbolisch-struktural drückt die Abbremsung das Elektron ans Proton unter Bildung eines diskreten Atomspektrums. Das H-Spektrum darf aber nicht mit der Rezession verwechselt werden.  $g$ - und  $w$ -Rezession sind in diesem Bereich zwar auch in einem gewissen Sinne transienthaftatomartig, aber nicht diskret, da alle Radien ( $R, r$ ) kontinuierlich durchlaufen werden. Die Plasmarezession wird durch die schwache Hubble-Konstante  $H_w = (\alpha_w/\alpha_g)H_g = 1.44 \cdot 10^9 s^{-1}$  beschrieben. Das spektroskopische Faktum verknüpft Hubble-Konstante  $H_g$  und Rydbergkonstante  $R_y$ . Als 'Skalenzeit'  $t = r/c$  fungiert im diskreten (stationären)  $w$ -System die optische Abklingzeit  $\tau_{m1}$  des Hertz-Oszillators in Verbindung mit dem Bohratom. In der Hauptserie (HS) fallen nur Uebergänge zwischen Niveaus  $m > 1$  und Grundzustand 1 in

Betracht. Dem Urzustand  $R_0$  entspricht eine photonische BE-Kondensation der Planck-massenrotatoren (Photonen der heutigen 3K-Strahlung). Bei  $R_0 = 2.7 \cdot 10^{-6}$  m ist die physikalische Zeit eingefroren. Der Urzustand ist nichtsingulär ( $R$  war nie kleiner als  $R_0$ ) und schliesst eine philosophische Zeitdeutung  $t \rightarrow -\infty$  nicht aus. Andererseits nimmt für  $t \rightarrow +\infty$  die Fluchtgeschwindigkeit  $v$  Nullwert an.

Das Parametermodell liefert für  $H_g$ :

$$H_g = s_{II} \cdot \frac{c}{\lambda_{Co,H}} \cdot \zeta_g^{-28/13} = 1.700 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1} (= 52.43 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1})$$

wo

$$\zeta_g = \frac{M_{Pl}}{m_H} = \alpha_g^{-1/2} = 1.30 \cdot 10^{19} (= \text{mutmassliche Dirac-“large number” (2)})$$

$\lambda_{Co,H}$  = reduzierte Nukleon-Comptonwellenlänge,

$$M_{Pl} = \left( \frac{\hbar c}{G} \right)^{1/2} \text{ (Planck-Masse)}$$

$$s_{II} = \sqrt{\pi} \left( \frac{c_w^7 \cdot A_{He}^7}{(2\pi)^{21} t^6} \right)^{1/26} = 0.1758, \quad \text{wo } c_w = 0.2014$$

(numerischer Faktor des Wienschen Verschiebungsgesetzes),

$$A_{He} = 1 - A_H = \left( 1 + \left( \frac{\pi}{2} \right)^6 \right)^{-1} = 0.0624 (= 20.93 \text{ Gew. \%})$$

(Urheliumkonzentration),

$$t = \sqrt[3]{\frac{\alpha_{sw}}{45\pi}}; \quad \alpha_{sw} = 1 + \frac{7}{4} \left( \frac{4}{11} \right)^{4/3} = 1.4542 \text{ (Koeffizient Neutrinoanteil).}$$

Vergleichsweise liefert der Lyman-2  $\leftrightarrow$  1-Uebergang ( $R_{v \rightarrow c}$ ):

$$H_g = \frac{3\pi c \alpha_g R_y}{2\alpha_s^2} = 1.718 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1},$$

oder das Modell in Verbindung mit der Pionmasse  $m_\pi$ :

$$H_g = \frac{3}{16\pi} \cdot \frac{Gc}{\hbar^2} \cdot m_\pi^3 = 1.656 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1} \text{ (für } m_\pi \text{ Literatur), bzw.}$$

$$1.722 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1} \text{ (für } m_\pi \text{ Modell).}$$

Diese Formel entspricht einer schon bekannten Näherung [3]. Modellwert von  $H_g$  und Beobachtung stehen in glänzender Ubereinstimmung. Tammann et al. benutzen  $H_g = (1.62 - 1.78) \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$  [4]. Der Modellfehler ist nicht angebbbar, wahrscheinlich aber  $< 10\%$ .

#### LITERATUR

- [1] J. T. MUHEIM, *Helv. Phys. Acta.* 54, 281 (1981).
- [2] P. A. M. DIRAC, *Proc. Roy. Soc. Lond.* A165, 199 (1938) und A333, 403 (1973).
- [3] S. WEINBERG, *Gravitation and Cosmology* (Wiley 1972), p. 619,
- [4] G. A. TAMMANN, A. SANDAGE and A. YAHIL, *Physica Scripta* 21, 630 (1980).

## Valence transitions as cooperative phenomena

Y. UENO\*) and P. ERDÖS

(IPT, Université de Lausanne, CH-1015 Lausanne; \*permanently at Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Meguro, Tokyo 152, Japan)

The theoretical results concerning valence transitions in rare earth and actinide materials depend on the method of treatment of the interacting system of band- and localized  $f$ -electrons. The electronic  $f$ -states are such that the one-electron picture is unsuitable. In the simplest model, in which there is an  $f^0$  singlet and an  $f^1$  doublet, it is found to be useful to describe these in terms of  $S=1$  pseudospin operators. Crucial role is played by the large hopping probability of  $f$ -electrons as well as the large interaction between  $f$ - and band electrons. A description of the valence transition follows and it is shown that the intermediate valence state is an ordered phase in which each ion is in a linear combination of all the  $f$ -states with coherence between the states of different ions.

## Photoluminescence decay in $\alpha$ -Si, the influence of excitation density

W. CZAJA

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

and S. KINMOND

(Carnegie Lab. of Physics, University of Dundee, Scotland, U.K.)

We have recently presented briefly some results on properties of the first exponential decay of the luminescence observed in undoped glow discharge  $\alpha$ -Si samples [1]. We should like to present here some additional experimental values and give a more detailed discussion of our results.

In these experiments we excite the samples with a pulsed dye laser at constant energy ( $2.16 \text{ eV} \approx 5738 \text{ \AA}$ ) but variable intensity. The samples of undoped GD  $\alpha$ -Si were about  $0.6 \mu$  thick, grown on ground glass substrates and immersed in liquid nitrogen. Experimentally we observe the luminescence decay for  $t \leq 80 \text{ ns}$  and we find by plotting the data in a semilog graph an exponential behaviour for  $2 \text{ ns} \leq t \leq 20 \text{ ns}$ . The lifetimes  $\tau_{\text{eff}}$  determined are such that the exponential behaviour holds for  $0 \leq t/\tau_{\text{eff}} \leq 1$ , comp. Fig. 1. One observes a pronounced dependence of the observed time constant  $\tau_{\text{eff}}$  on the excitation density or on the number  $n_0$  of  $eh$ -pairs created [2]. In Fig. 2,  $1/\tau_{\text{eff}}$  is plotted against  $n_0$ . In the range of lower excitation densities we observe a linear dependence

$$1/\tau_{\text{eff}} = 1/\tau + an_0; \quad \tau \approx 25 \text{ ns}, \quad a = 1.25 \times 10^{-11} \frac{\text{cm}^3}{\text{sec}}. \quad (1)$$

In the same range of excitation densities we obtain a linear dependence on excitation density for the zero-delay luminescence intensity ( $I_{\text{lum}}(t=0)$ ), comp. Fig. 3. The three sets of experimental data, Figs. 1, 2 and 3 have to be explained.

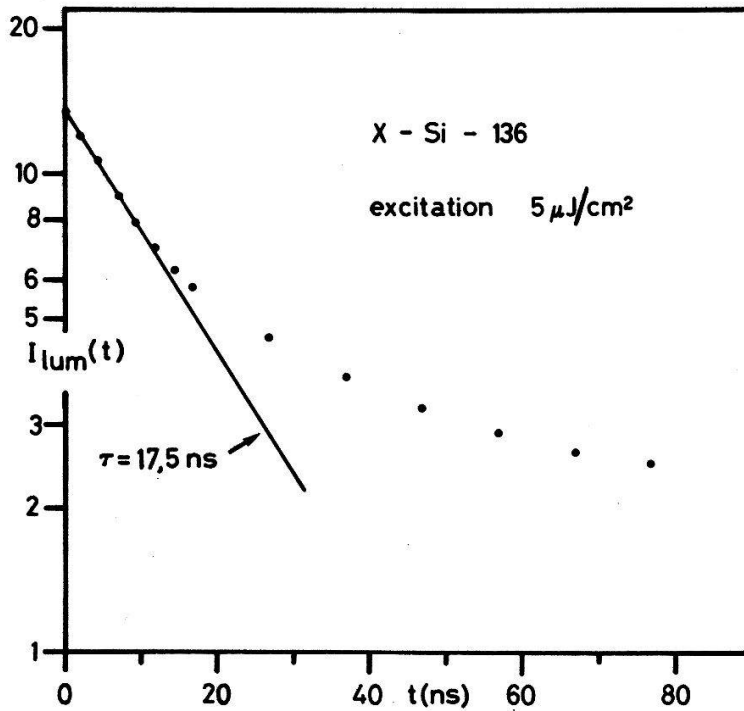


Figure 1  
The first exponential decay of the luminescence intensity.

We shall discard the deviations from the simple behaviour found at low excitations in Figs. 2 and 3 because of the possibility of an unwanted and uncontrolled influence of sample heating due to the stronger excitation. We have proposed in [1] that

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau} - an^2 \quad (2)$$

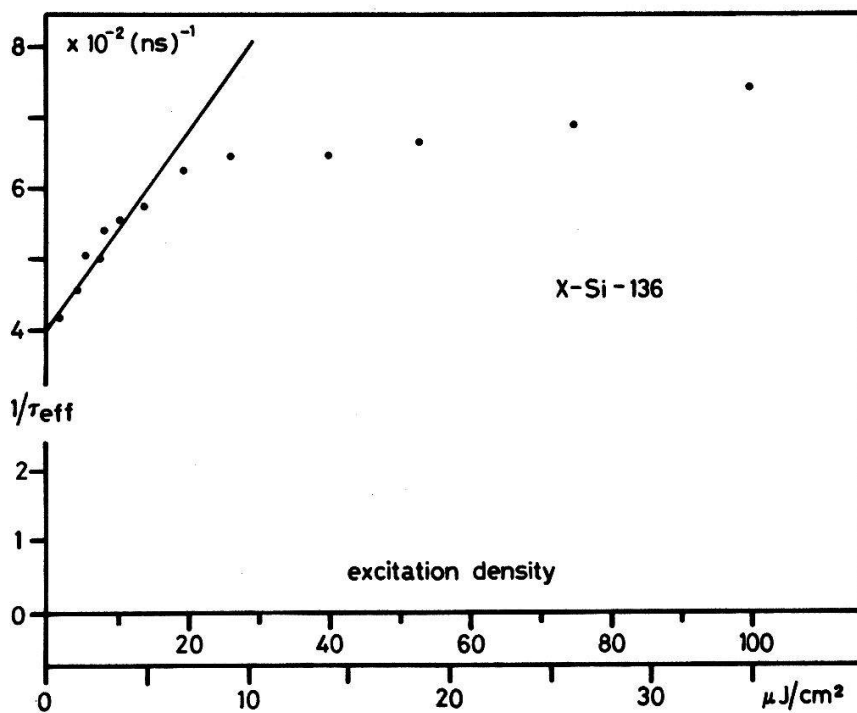


Figure 2  
 $1/\tau_{\text{eff}}$  as a function of excitation density.

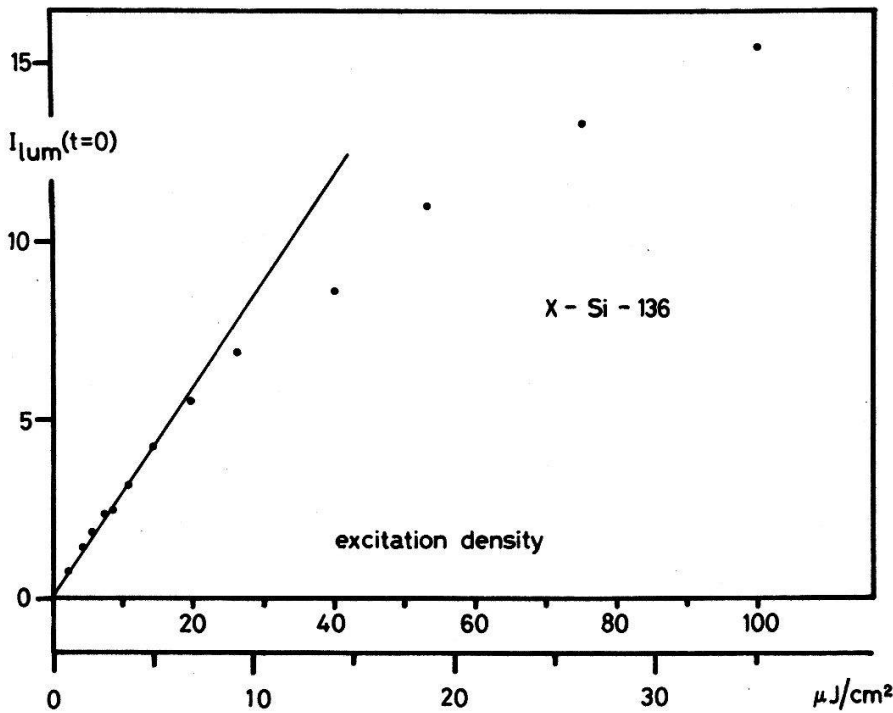


Figure 3  
Zero delay luminescence intensity as a function of excitation density.

is the rate equation describing the luminescence decay data just presented. The solution of Eq. (2) is

$$n = \left\{ \left( a\tau + \frac{1}{n_0} \right) e^{t/\tau} - a\tau \right\}^{-1} \quad (3)$$

It is easy to show that Eq. (3) takes the form

$$n = n_0 e^{-t/\tau_{\text{eff}}} \quad (4)$$

with  $\tau_{\text{eff}}$  given by Eq. (1) in the region  $t/\tau < 1$ . Provided we identify  $n/\tau$  with the radiative recombination, we see that due to Eq. (3) in the limit  $t = 0$

$$I_{\text{lum}}(t = 0) \sim n_0/\tau. \quad (5)$$

The dependence shown in Fig. 3 and described by Eq. (5) is a very general one. A sublinear dependence on  $n_0$  of the luminescence intensity at higher excitation is indeed not easy to understand.

The term  $an^2$  in Eq. (2) is to be interpreted as a nonradiative recombination. As such it could be due to an Auger process and in fact the numerical value of the coefficient  $a$  in Eq. (1) or (2) resp. agrees within a factor of two with the corresponding value of an Auger process studied extensively in crystalline GaP [3].

One might argue that the rate equation (2) within reasonable limits might be the only one describing the set of experimental data. Neither

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau} - bn^3 \quad (6a)$$

nor

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau} - cn^{3/2} \quad (6b)$$

give a satisfactory agreement. Eq. (6a) could be justified with a phonon assisted Auger process [4], while an immediate interpretation of Eq. (6b) has not been found.

The results of other authors [5] are basically similar. However, they employ either a system with reduced time resolution or they use an excitation density range less extended to low excitations. Both differences to our work have led to conclusions different from our's.

In conclusion it should be mentioned that the data presented here for an undoped GD *a*-Si and their interpretation is consistent with a model of a 'direct' recombination of *eh*-pairs shortly after their creation, i.e. before they had a chance to diffuse apart or being trapped.

#### REFERENCES

- [1] W. CZAJA and S. KINMOND, Proc. 9th Internat. Conf. on Liquid and Amorph. Semiconductors, Grenoble 1981, J. de physique to be publ.
- [2] We assume an initial carrier concentration  $n_0 \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  for an excitation density of  $3 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , comp. J. SHAH et al. ref. 5.
- [3] C. F. NEUMARK, D. J. DEBITETTO, R. N. BHARGAVA and P. M. HARNACK, Phys. Rev. *B15*, 3147 (1977).
- [4] A. HAUG, Solid State Electronics *21*, 1281 (1978).
- [5] W. REHM and R. FISCHER, Phys. stat. sol. (*b*)*94*, 595 (1979). T. M. SEARLE, T. S. NASHASHIBI, I. G. AUSTIN, R. DEVONSHIRE and G. LOCKWOOD, Phil. Mag. *39*, 389 (1979); T. S. NASHASHIBI, T. M. SEARLE, I. G. AUSTIN, K. RICHARDS, J. Noncryst. Solids *35/36*, 675 (1980); J. SHAH, B. G. BAGLEY and F. B. ALEXANDER JR., Solid State Comm. *36*, 199 (1980).

### **A simple apparatus for the direct measurement of optical gain spectra<sup>1)</sup>**

V. CAPOZZI and J. L. STAEHLI

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

M. GUZZI<sup>2)</sup>

(Istituto di Fisica dell'Università and Gruppo Nazionale di Struttura della Materia del CNR,  
Via Celoria n. 16, I-20133 Milano)

A simple apparatus which allows direct recording of optical gain and induced absorption spectra is presented. It makes use of the very sensitive method based on the modulation of the length of the illuminated sample surface. It can easily be assembled with elements usually present in any spectroscopy laboratory and does not need calibration. The sensitivity of the system and the main sources of error are analysed in detail.

<sup>1)</sup> Work partly supported by the Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

<sup>2)</sup> Part of this work was done while on leave at the Institut de Physique Appliquée.



## **Transitions de phases, phonons**

### **Mesure et calcul du frottement intérieur observé au cours d'une transformation martensitique**

S. KOSHIMIZU et W. BENOIT

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

Les mesures de  $Q^{-1}$  lors de la transformation martensitique dans les alliages CuZnAl ont été faites par la méthode de vibration en flexion (domaine de fréquence de kHz) dans un large domaine d'amplitude de vibration. Les résultats nous montrent que le fort amortissement relié à la phase martensitique est un phénomène bien connu de dépendance amplitudinale attribuée aux dislocations. En outre, les résultats nous montrent que le spectre de frottement intérieur lors de la transformation martensitique peut être traité dans un formalisme général d'anélasticité proche de la transition de phase du premier ordre. L'application de la théorie de Landau pour la transition de phase du second ordre est bien connue, par contre celle pour la transition du premier ordre n'a pas été considérée jusqu'ici. Ce formalisme pour la transition du premier ordre est développé d'une façon similaire à celui du second ordre et les arguments utilisés sont discutés.

### **First order structural phase transition in $V_3Si$**

B. S. CHANDRASEKHAR and H. R. OTT

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

B. SEEBER

(DPMC, Université de Genève, CH-1211 Genève 4)

Thermal expansion measurements on a single crystal of  $V_3Si$  for the first time give evidence that the low temperature structural phase transition is of weakly first order. Superimposed on a broad anomaly of the thermal expansion coefficient we observe another, sharp anomaly of opposite sign, peaking at  $21.9 \pm 0.3$  K. We interpret this second anomaly as being due to a volume change, indicating the first order character of the transition. We also find that with decreasing temperature the lattice distortion is arrested at the superconducting critical temperature  $T_c$ . Both the arrest of the transition and its first order character are in agreement with predictions of a theoretical model due to Bhatt and McMillan.

This work was supported in part by the Schweizerische Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung

### **Critical behavior of the layer antiferromagnets $RbFeF_4$ and $KFeF_4$**

I. M. SAVIĆ<sup>1</sup>) and H. KELLER

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

The antiferromagnetic layer structures  $RbFeF_4$  ( $T_N = 133.6$  K) and  $KFeF_4$  ( $T_N = 135.8$  K) exhibit 'quasi' two-dimensional magnetic properties. Near  $T_N$  the critical behavior of single crystals of these compounds has been studied by

Mössbauer spectroscopy. In the asymptotic temperature region ( $1 - T/T_N < 10^{-2}$ ) the critical exponent  $\beta$  of the order parameter has been found to be  $\beta = 0.316(3)$  and  $\beta = 0.151(3)$  for  $\text{RbFeF}_4$  and  $\text{KFeF}_4$ , resp. The observed difference in  $\beta$  is due to the fact that, in contrast to  $\text{RbFeF}_4$ , the magnetic interaction between nearest-neighbor layers vanishes in  $\text{KFeF}_4$  leading to a 'quasi'  $2d$  critical behavior, while  $\text{RbFeF}_4$  behaves like a  $3d$  magnetic system close to  $T_N$ . Near  $T_N$  a line-broadening  $\Delta\Gamma$  due to critical spin fluctuations of the atomic spins is observed. For  $T \geq T_N$  the divergence of  $\Delta\Gamma$  is described by a critical exponent  $n$  which was found to be  $n = 0.81(6)$  and  $n = 0.91(5)$  for  $\text{RbFeF}_4$  and  $\text{KFeF}_4$ , resp. A detailed discussion of the static and dynamic critical parameters of these systems will be given.

<sup>1)</sup> Faculty of Natural and Math. Sciences, Belgrade (YU).

### Gitterdynamik von $\text{SnSe}_2$

W. BÜHRER

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, CH-5303 Würenlingen)

und F. LÉVY

(Laboratoire de Physique Appliquée EPFL, CH-1000 Lausanne)

Durch unelastische Neutronenstreuung wurde die Phononen-Dispersion in einem  $\text{SnSe}_2$  Kristall gemessen.  $\text{SnSe}_2$  bildet eine halbleitende Schichtstruktur; die Atome sind in hexagonalen Ebenen angeordnet und eine Schicht besteht aus einer Metall-Ebene, eingelagert zwischen zwei Nicht-Metall-Ebenen. Die stark polarisierbaren Selen Ionen befinden sich auf Plätzen ohne Inversions-Symmetrie, und man erwartet dass die elektrischen statischen Dipolmomente die statischen und dynamischen Eigenschaften dieser Schichtstrukturen stark beeinflussen. Mit Hilfe eines erweiterten Schalenmodells werden die experimentellen Kurven diskutiert.

### Raman scattering from hydrogenated microcrystalline and amorphous Si

Z. IOBAL and S. VEPŘEK

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

Raman scattering measurements on hydrogenated, microcrystalline and amorphous silicon prepared in a hydrogen plasma, will be presented and discussed. The shifts of the crystalline and 'amorphous-like' components in the spectra of microcrystalline films, to lower frequencies with decreasing crystallite size have been correlated with the lattice expansion and the finite dimensions of the crystallites in these films. The data allow an assignment of the 'amorphous-like' feature to a surface-like mode at the grain boundaries of the crystallites and the  $480 \text{ cm}^{-1}$  peak in  $\alpha$ -Si to a mode of Si clusters rather than to scattering from a broadened phonon density-of-states.



## Corrections to scaling in the susceptibility of xenon

H. GÜTTINGER<sup>1)</sup> and D. S. CANNELL

(Department of Physics, University of California, Santa Barbara, CA 93106)

We report the first measurements of the susceptibility of a pure fluid near its critical point made with sufficient accuracy to directly reveal the existence of corrections to scaling. The measurements were made on the critical isochore for  $T > T_c$ , in the range  $9.6 \times 10^{-5} \leq t \leq 10^{-1}$ , and are described to within 0.11% rms deviation by the expression  $\chi = \Gamma^+ t^{-\gamma} (1 + a_1 t^\Delta + a_2 t^{2\Delta} + a_3 t^{3\Delta})$ , with  $\Delta$  fixed at 0.496,  $\gamma = 1.246 \pm 0.010$ , and  $a_1 = 1.6 \pm 0.3$ . The measurements are consistent with either the high temperature series result  $\gamma = 1.250$ , or the renormalization group result  $\gamma = 1.241$ . With  $\gamma$  fixed at 1.241, the value assumed by  $a_1$  is  $1.3 \pm 0.2$ . The effects of revised scaling are considered using a parametric model, and are found not to affect the results for  $\Gamma^+$ ,  $a_1$  or  $\gamma$ . ( $t = (T - T_c)/T_c$ ).

<sup>1)</sup> present address: Cerberus AG, CH-8708 Männedorf

## Adiabatic nucleation of liquid-solid phase transitions

E. MEYER

(Instituto de Física, UFRJ, Cidade Universitária, Rio de Janeiro)

An adiabatic nucleation model shows  $T^-/T_m$  to be an almost linearly decreasing function of the parameter  $x = \Delta H/(c_p T_m)$ , where  $T_m$  and  $T^-$  are the absolute melting and maximum supercooling temperatures and where  $\Delta H$  is the latent heat of melting and  $c_p$  the mean value of the specific heats at the melting point.  $T^-/T_m$  decreases from  $\sim 0.7$  for  $x = 0$  to  $\sim 0.6$  for  $x = 0.3$ . These supercooling temperatures are much lower than those suggested by the isothermal nucleation theory of Turnbull and Fisher [1] ( $T^-/T_m \approx 0.81$  for most metals), but are in good agreement with experimental values,  $T^-/T_m$ , Hg: 0.67 [2], Sn: 0.62 [3], Bi: 0.68, Pb: 0.69, Au: 0.65 [4], Ag: 0.66 [5], Cu: 0.7 [5], P<sub>4</sub>(white): 0.64 [6]. The relative constancy of  $T^-/T_m$  confirms roughly Ostwald's step rule [7], at least for the case when with decreasing temperature a liquid gets metastable with respect to a solid phase I, which at lower temperature gets also metastable with respect to another solid phase II etc. Supported by CNPq/FINEP.

### REFERENCES

- [1] D. TURNBULL and J. C. FISHER, *J. Chem. Phys.* 17 (1949), 71.
- [2] D. TURNBULL, *J. Chem. Phys.* 20 (1952), 411.
- [3] M. TAKAGI, *J. Phys. Soc. Japan* 9 (1954) 359.
- [4] YU. F. KOMNIK, *Sov. Phys. Solid State* 6 (1965), 2309.
- [5] N. T. GLADKICH et al., *Phys. Stat. Sol.* 15 (1966), 181.
- [6] J. H. HILDEBRAND et al., *J. Am. Chem. Soc.* 73 (1951), 2524.
- [7] W. OSTWALD, *Z. Phys. Chem.* 22 (1897), 289.

## Magnétisme, excitations magnétiques

### Zur Spindynamik von TmSe

A. FURRER, W. BÜHRER

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, CH-5303 Würenlingen)

und P. WACHTER

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

Mittels inelastischer Neutronenstreuung wurde die dynamische Suszeptibilität von  $\text{Tm}_x\text{Se}$ -Einkristallen untersucht. Im dreiwertigen  $\text{Tm}_{0.87}\text{Se}$  wurden die Kristallfeldparameter bestimmt, welche drastisch vom für andere Tm-Monopniktide bekannten Parametersatz abweichen. Die Resultate für das zwischenvalente  $\text{Tm}_{0.99}\text{Se}$  sind teilweise im Widerspruch zu früheren Messungen an polykristal-  
linem Material [1]: Unterhalb  $T_N$  wurde lediglich eine einzige dispersionslose Spinanregung bei 1 meV beobachtet; oberhalb  $T_N$  ist das Energiespektrum charakterisiert durch zwei quasielastische Linien mit sehr unterschiedlichen Halbwertsbreiten, in Übereinstimmung mit Modellrechnungen [2], welche auf der Präsenz zweier magnetischer Grundzustände für  $\text{Tm}^{2+}$  und  $\text{Tm}^{3+}$  basieren. Eine ausführliche Beschreibung dieser Arbeit wurde andernorts publiziert [3].

#### LITERATUR

- [1] M. LOEWENHAUPT und E. HOLLAND-MORITZ, J. Magn. Magn. Mater. 9, 50 (1978).
- [2] E. MÜLLER-HARTMANN, Electron Correlation and Magnetism in Narrow Band Systems (Springer Series in Solid State Sciences, Vol. 29, 1981) p. 178.
- [3] A. FURRER, W. BÜHRER and P. WACHTER, Solid State Commun. 40, 1011 (1981).

### Zwischenvalenz in Eu-chalkogeniden

W. NOLTING

(Physikalisches Institut, Röntgenring 8, D-87 Würzburg)

Bei Raumtemperatur durchgeführte Druckexperimente zeigen für EuO einen Halbleiter-Metall Übergang 1. Ordnung in die zwischenvalente Phase bei  $p_c \approx 300$  kbar gefolgt von einem strukturellen NaCl-CsCl Übergang bei  $p \approx 400$  kbar, für EuS und EuSe dagegen nur die strukturellen Übergänge. Wir schlagen ein modifiziertes *sf*-Modell zur Beschreibung der Zwischenvalenz in den ferromagnetischen EuX vor, das insbesondere das dynamische Wechselspiel zwischen Rotverschiebung des Leitungsbandes und der durch *f*-Elektronenübergänge bedingten 'Verdünnung' des Heisenberg-Magneten berücksichtigt. Dadurch werden Einsatzpunkt und Typ des Phasenübergangs deutlich temperaturabhängig. Bei Abkühlung unter den Curie-Punkt werden die kritischen Drucke kleiner und die Phasenübergänge wechseln von erster zur zweiten Ordnung. Für  $T = 0$  finden wir die folgenden kritischen Bereiche: EuO 200–260 kbar, EuS: 130–160 kbar, EuSe: 125–150 kbar. Da die strukturellen Übergänge beim EuS bei  $\approx 190$  kbar und

beim EuSe bei  $\approx 140$  kbar auftreten, sollte zumindest beim EuS in der ferromagnetischen im Gegensatz zur paramagnetischen Phase der elektronische Übergang deutlich vor dem strukturellen Übergang erfolgen.

### **Laseraktivität inhomogener NMR-Systeme**

H. MARXER, B. DERIGHETTI und E. BRUN

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

Unter günstigen experimentellen Bedingungen können die  $^{19}\text{F}$ -Kerne in  $\text{CaF}_2:\text{Gd}^{3+}$  zur Laseraktivität angeregt werden. Wird der Resonanzkreis sprunghaft auf das gepumpte Spinsystem abgestimmt (Q-Switch), so kommt es zu Einschwingvorgängen (Riesenpulse, Relaxationsschwingungen), die von der inhomogenen Verbreiterung der  $^{19}\text{F}$  NMR-Linie herrühren.

Wir diskutieren experimentelle und theoretische Resultate, die den Einfluss gekoppelter Spinpakete auf die Laseroszillationen zum Gegenstand haben.

### **Absorptive Bistabilität eines NMR-Spin-Systems**

D. MEIER, R. HOLZNER, B. DERIGHETTI und E. BRUN

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

In stark polarisierten, angeregten Spinsystemen in magnetischen Feldern spielt das durch die Spins induzierte Reaktionsfeld der Resonanzspule, eine dominante Rolle. Bei der Beschreibung magnetischer Resonanzen muss dieses Feld in den Bloch-Gleichungen mitberücksichtigt werden. Unter geeigneten Bedingungen lassen sich dann extrem nicht lineare Erscheinungen, wie kohärente Selbstemission [1] oder kooperative bistabile Absorption beobachten und beschreiben.

Mit einer elektronischen Verstärkung des Gütefaktors des resonanten LC-Kreises, ist es uns gelungen, die absorptive Bistabilität in Rubin zu messen. Wir interpretieren die Resultate als das NMR-Analogon zur optischen Bistabilität.

#### LITERATUR

[1] P. BÖSIGER, E. BRUN und D. MEIER, Phys. Rev. A20 (1979) 1073.

### **Modellrechnungen zur nichtlinearen Dynamik von Blochwänden: Turbulenz und Kink-Zerfall**

F. WALDNER

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

Bewegungsgleichungen für klassische Blochwände in Magnetfeldern lassen sich wegen ihrer wesentlichen Nichtlinearität analytisch nur näherungsweise lösen, indem z.B. die Änderung des Azimutalwinkels klein gehalten wird.

Numerische Modellrechnungen für eine lineare Kette klassischer Spins (isotroper Austausch, axiale Anisotropie) zeigen grosse Änderungen von Polar- und Azimutwinkel, wenn starke Magnetfelder angelegt werden. Die Wand wird zu 'Schwingungen' angeregt. Durch diese Wandschwingungen werden Spinwellen erzeugt, die in die Domänen auslaufen. Es bildet sich eine Folge von Wänden in der Form eines Wellenpaketes. Dabei bewegt sich ein einzelner Spin scheinbar chaotisch. Die Dynamik wird turbulent. Dieses Verhalten ist charakteristisch für eine  $180^\circ$  Wand zwischen zwei Domänen mit entgegengesetzter Spinrichtung.

Eine andere Dynamik tritt bei einer  $360^\circ$  Wand auf, d.h. bei einer Wand zwischen zwei Domänen mit gleicher Spinrichtung. Von Magyari und Thomas [1] wurden analytisch Schwellenfelder berechnet, bei denen dieser 'kink' instabil wird. Modellrechnungen zeigen den Verlauf des Zerfalls und die schliesslich resultierenden Zustände. Bei genügend starkem Magnetfeld kann z.B. die Wand 'zerreißen', indem zwei benachbarte Spins dynamisch durch eine nahezu antiparallele Einstellung ('Bloch-Punkt') hindurchgehen. Anstelle der Wand entstehen so zwei 'breather'-ähnliche Anregungen, die in entgegengesetzter Richtung davonlaufen. Der Durchgang durch einen 'Bloch-Punkt' erzeugt ferner Anregungen sehr kurzer Wellenlänge.

#### LITERATUR

[1] E. MAGYARI and H. THOMAS, preprint.

### **Evaluation of hyperfine field distributions from Mössbauer spectra using Window's Fourier method<sup>1)</sup>**

H. KELLER

(Dept. of Physics, University of Illinois, Urbana, IL 61801 (USA):  
Physik-Institut der Universität Zürich, Schönberggasse 9, 8001 Zürich)

The Fourier expansion method developed by Window [1] has been widely used to determine hyperfine field distributions  $p(H)$  from overlapping Mössbauer spectra in amorphous magnetic systems. This method has been tested on simulated spectra with assumed  $p(H)$  in order to investigate the conditions under which the Fourier method faithfully reproduces the chosen  $p(H)$  [2]. For a  $p(H)$  with a low-field tail, distorted  $p(H)$  curves may result, whenever incorrect parameters characterizing the subspectra are used. However, if the parameters are chosen properly, the Window method leads to reliable results. In this case, even a complex  $p(H)$ , such as a double-peak curve, may be resolved.

#### REFERENCES

- [1] B. WINDOW, J. Phys. E.: Sci. Instrum. 4 (1971) 401.  
[2] H. KELLER, J. Appl. Phys. 52, 5268 (1981).

---

<sup>1)</sup> Supported by USPH GM 16406.

**Muons, positrons, supraconductibilité etc.****Direkte Messung der Myonium Hyperfeinfrequenzen in Quarz**

E. HOLZSCHUH, W. KÜNDIG und B. D. PATTERSON

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

Positive Myonen bilden in Quarz mit hoher Wahrscheinlichkeit Myonium ( $\mu^+e^-$ ). Für Temperaturen  $T \leq 100$  K wird eine unsymmetrische Hyperfeinwechselwirkung HFW zwischen  $\mu^+$  und  $e^-$  beobachtet. Für  $T > 100$  K wird Myonium beweglich, so dass für  $T > 200$  K rasche Diffusion zu einer gemittelten axialsymmetrischen HFW führt. Mit einer  $\mu$ SR-Apparatur hoher Zeitauflösung (FWHM = 150 ps) wurden die ( $\mu^+e^-$ )-Hyperfeinfrequenzen im Nullfeld als Funktion der Temperatur gemessen. Diese Methode ergibt eine etwa 10 mal bessere Genauigkeit als die übliche Messung der Zeeman-Aufspaltung in einem angelegten Magnetfeld. Die erhaltenen Daten werden mit entsprechenden EPR-Ergebnissen für atomaren Wasserstoff in Quarz verglichen.

**Positive muon spin relaxation associated with local magnetic fields in b.c.c. ferromagnetic metals**

P. MONACHESI

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

and A. SEEGER

(Max-Planck-Institut für Metallforschung, D-7000 Stuttgart 80)

The over-barrier or 'hopping' diffusion model among interstices of tetragonal symmetry is used to investigate the longitudinal and transverse relaxation of positive muon spins due to local fields in b.c.c. ferromagnets. The relaxation functions are evaluated according to a generalization of the Bloch-Wangsness-Redfield theory, taking into account the occupancy of both the tetrahedral and octahedral interstices as well as the magnetization direction with respect to the crystal axes.

**Positronen-Implantation in *n*-Hexan unter Einfluss hoher elektrischer Felder**

F. HEINRICH und A. SCHILTZ

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

Positronen-Implantationsexperimente unter Einfluss hoher elektrischer Felder liefern Aufschluss über 4 Größen: die mittlere  $\beta^+$ -Reichweite, den Einfluss elektrischer Felder auf den Abbremsvorgang, den Drift thermalisierter Positronen sowie die Feldabhängigkeit der Positroniumbildung. Der Schwächungskoeffizient



für  $\beta^+$ , welcher den Abbremsvorgang beschreibt, ändert sich linear mit der Feldstärke und hängt bei eingeschaltetem Feld linear von der Probtiefe ab. Während bei Polymeren bestenfalls eine obere Grenze für den Drift thermalisierter  $\beta^+$  angegeben werden konnte, beobachteten wir in n-Hexan einen massiven Drifteffekt, aus dem Rückschlüsse auf die  $\beta^+$ -Beweglichkeit und die  $\beta^+$ -Diffusion gezogen werden können. Die Feldabhängigkeit der Positroniumbildung wurde bis zu Feldstärken von 150 kV/cm ermittelt. Die Resultate können mit dem Spurmodell nach Mogensen qualitativ erklärt werden.

### **Punktkontakt-Spektroskopie**

I. FRANKOWSKI und P. WACHTER

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

In den letzten Jahren wurde eine neue experimentelle Methode entwickelt, die Wechselwirkung von Elektronen mit elementaren Anregungen (Phononen, Magnonen etc.) in Metallen bei tiefen Temperaturen zu untersuchen. Dieser Methode liegt folgendes Phänomen zu Grunde: stellt man zwischen zwei Metallen einen Kontakt mit kleiner Dimension her, so beobachtet man experimentell, dass der Stromfluss durch den Kontakt nicht länger linear bleibt, wenn die mittlere freie Weglänge der Elektronen grösser als der Radius der Kontaktfläche wird. Es zeigt sich, dass in diesen Fällen die zweite Ableitung  $d^2U/dI^2$  der Stromspannungskennlinie mit Zustandsdichten von elementaren Anregungen verglichen werden kann und darüber hinaus Auskunft über die Elektron-Quasiteilchen-Kopplung gibt. Modell und Theorie für diese neue Methode sollen skizziert und ihre potentiellen Möglichkeiten an Hand von Beispielen demonstriert werden.

### **Punktkontakt-Spektroskopie an LaS und GdS**

I. FRANKOWSKI und P. WACHTER

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

Es wurden die  $I(U)$ -Kennlinien und deren Ableitungen  $dU/dI$  und  $d^2U/dI^2$  von Punktkontakten mit LaS und GdS bei 1.7 K im Bereich von  $\pm 50$  mV gemessen. Die Punktkontaktspektren, d.h.  $d^2U/dI^2$  als Funktion der angelegten Spannung  $U$ , wurden mit Ramanstreuexperimenten an den identischen Proben verglichen. Es zeigte sich, dass die Strukturen in  $d^2U/dI^2$  für beide Proben sehr gut mit denen in den entsprechenden Ramanspektren, die die Phononenzustandsdichte reflektieren, verglichen werden können.

## **Phase slip centers nucleation in long superconducting microbridges**

O. LIENGME and P. MARTINOLI

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

Using a feedback technique allowing temperature control of the order of  $10 \mu\text{K}$  at 1.2 K, current-voltage characteristics (IVC) of long superconducting Al-microbridges have been measured. The IVC's show phase slip center (PSC) nucleation at temperatures very close to  $T_c$ . The size of the PSC is shown to give the quasiparticle relaxation time predicted by theoretical estimates. Our results agree with those obtained from static injection experiments [1]. However it does not agree with other data for PSC's on Al [2]. An explanation for this discrepancy is presented. The temperature dependence of the IVC's is also presented and discussed.

### REFERENCES

- [1] C. C. CHI and J. CLARKE, *Phys. Rev. B* **19** (1979) 4495 and M. V. MOODY and J. L. PATERSON, *Phys. Rev. B* **23** (1981) 133.  
[2] T. M. KLAPWIJK and J. E. MOOIJ, *Phys. Lett.* **57A** (1976) 97.

## **Electron-microscopic structure images of Nb<sub>3</sub>Sn from multifilament superconductors**

H.-U. NISSEN, R. WESSICKEN,<sup>1)</sup> K. KWASNITZA and D. SALATHÉ<sup>2)</sup>

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

Thin crystallite margins of cubic Nb<sub>3</sub>Sn were investigated by 200 kV electron microscopy and revealed structure images especially in the [100]-projection which, for proper focus conditions, resolve the position of the individual chains of Nb-atoms oriented parallel to the direction of the electron beam and having a distance of approximately  $a = 5.3 \text{ \AA}$  (Fig. 1). The atomic parameter and interatomic spacings of Nb-atoms in the Nb<sub>3</sub>Sn structure facilitates the edge-on imaging of these atom columns appearing as dark spots in the structure images.

The specimen used for this study consisted of Nb<sub>3</sub>Sn filaments (VACRY-FLUX NS 1615, heated at 700°C for 124 hours) isolated from the bronze matrix by etching HNO<sub>3</sub> which were then mechanically powdered and transferred to holey carbon films resting on copper grids. Structure images were made with a JEOL JEM 200 CX electron microscope with high resolution polepiece for the objective lens ( $C_s = 1.1 \text{ mm}$ ) and a  $\pm 10^\circ$  top entry tilting goniometer. The structure images resolving atomic positions in Nb<sub>3</sub>Sn open a new and more direct way for the investigation of defects which are assumed to form networks along the grain boundaries in polycrystalline Nb<sub>3</sub>Sn and to play a role in the mechanism of flux pinning influencing the superconductor properties of these materials [1]. Similarly the defects and the associated lattice distortions originating during

<sup>1)</sup> Electron Microscopy.

<sup>2)</sup> Low Temperature Physics.

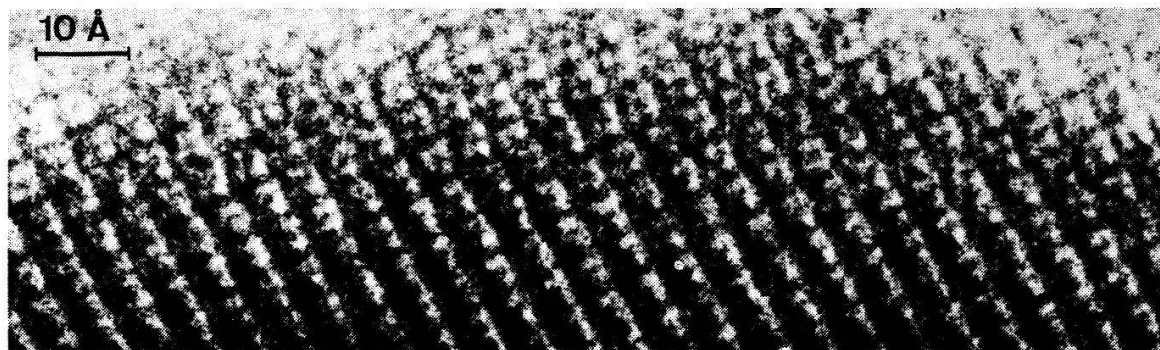


Figure 1

High resolution electron micrograph of  $\text{Nb}_3\text{Sn}$ . [100]-projection, 200 kV,  $C_s = 1.1$  mm, aperture size  $a = 0.68 \text{ \AA}^{-1}$ , number of beams in the aperture  $N = 45$ .

neutron irradiation of these materials in reactors [2] can now be more directly studied using the structure imaging technique in order to clarify the degradation of the superconducting properties.

We are very indebted to Prof. J. L. Olsen for facilitating our collaboration and for interesting discussions.

#### REFERENCES

- [1] K. KWASNITZA, A. V. NARLIKAR, H.-U. NISSEN and D. SALATHÉ, *Cryogenics* Dec. 1980, 715 (1980).  
 [2] C. S. PANDE, *Solid State Comm.* 37, 753 (1981).

### ***Matériaux, structure cristalline***

#### **Wasserstoffspeichersysteme FeTi und $\text{Mg}_2\text{Ni}$**

J. SCHEFER, P. FISCHER, W. HÄLG

(Institut für Reaktortechnik ETH, CH-5303 Würenlingen)

F. STUCKI, L. SCHLAPBACH

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

und J.-J. DIDISHEIM und K. YVON

(Laboratoire de Cristallographie aux Rayons X, Université, CH-1211 Genève 4)

Der Ordnungsparameter einer unhydrierten und einer 33'000 mal gezykelten FeTi-Probe zeigt keinen signifikanten Unterschied. Die Neutronenstreuung nützt dabei die sehr unterschiedlichen Streulängen von Fe und Ti [1] aus.

Die Struktur von  $\text{Mg}_2\text{NiD}_4$  zeigt kubische Struktur für  $T = 280^\circ\text{C}$  [2]. Für Raumtemperatur tritt eine monokline Verzerrung auf. Im Gegensatz dazu haben Röntgenmessungen gezeigt, dass das unhydrierte  $\text{Mg}_2\text{Ni}$  keine Phasenänderung zeigt für  $20^\circ\text{C} < T < 350^\circ\text{C}$ .

#### LITERATUR

- [1] L. KOESTER, *Neutron Physics* (Springer, Berlin 1977), p. 38.  
 [2] K. YVON et al, *Inorg. Chem.*, 20, 2776 (1981).



## **Th<sub>7</sub>Fe<sub>3</sub>, ein Supraleiter, der durch Wasserstoffabsorption ferromagnetisch wird?**

L. SCHLAPBACH und TH. SIEGRIST

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

C. PINA-PEREZ

(Facultad de Quimica, UNAM, Mexico 20 D.F.)

Th<sub>7</sub>Fe<sub>3</sub> ist supraleitend [1] unterhalb  $T_c = 1.86$  K. Es bildet nach Buschow [2] das Metallhydrid Th<sub>7</sub>Fe<sub>3</sub>H<sub>28</sub>. Nach Malik [3] ist das Hydrid ferromagnetisch mit  $T_{\text{curie}} = 350$  K.

Wir haben Th<sub>7</sub>Fe<sub>3</sub>-Proben 60, 10 und 1 bar H<sub>2</sub> ausgesetzt und durch heftige oder behutsame Reaktion Hydride gebildet. Mittels Röntgendiffraktion und Suszeptibilitätsmessungen zeigen wir, dass bei heftigem Hydrieren Th<sub>7</sub>Fe<sub>3</sub> in Th-Hydrid und eine ferromagnetische Fe-reichere Th-Fe-Verbindung zerfällt. Sanft hydriertes Th<sub>7</sub>Fe<sub>3</sub> bildet ein ternäres Hydrid, das bis mindestens 80 K nicht ferromagnetisch ordnet.

### LITERATUR

- [1] MATTHIAS et al., *J. Phys. Chem. Solids* 19 (1961) 130.  
 [2] BUSCHOW et al., *J. Less Common Metals* 42 (1975) 163.  
 [3] MALIK et al., *Solid State Comm.* 23 (1977) 599.

## **Vergleich von Neutronenbeugungs- und ESR-Resultaten betr. Kristallstruktur der kubischen Verbindungen Bi<sub>4</sub>X<sub>3</sub>O<sub>12</sub> (X=Ge, Si)**

P. FISCHER

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, CH-5303 Würenlingen)

und F. WALDNER

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

Durch Profilanalyse von Neutronenbeugungsdiagrammen wurden die Strukturparameter der entsprechend Raumgruppe  $I\bar{4}3d$  kristallisierenden Verbindungen Bi<sub>4</sub>X<sub>3</sub>O<sub>12</sub> (X=Ge, Si) bestimmt. Hinsichtlich der antiprismatischen Anordnung von 3 nächsten (I) und 3 übernächsten (II) Sauerstoffionen um Bi<sup>3+</sup> werden ESR-Resultate [1, 2] für Gd<sup>3+</sup>-dotierte Proben diskutiert. Bezüglich der [111]-Richtung (dreizählige Rotationsachse) erhält man Drehwinkelunterschiede  $\Delta\mathcal{S}$  zwischen Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub> und Bi<sub>4</sub>Si<sub>3</sub>O<sub>12</sub> von  $4.6 (2)^{\circ}$  aus ESR- und  $3.0 (1)^{\circ}$  von Neutronenbeugungsmessungen für ein Punktladungs-Modell PML [Betr. [110]:  $\mathcal{S}_I^{(\text{Ge})} = 44.9(1)^{\circ}$ ,  $\mathcal{S}_I^{(\text{Si})} = 41.38(7)^{\circ}$ ,  $\mathcal{S}_{II}^{(\text{Ge})} = -24.86(7)^{\circ}$ ,  $\mathcal{S}_{II}^{(\text{Si})} = -26.12(5)^{\circ}$ ,  $|\mathcal{S}_{\text{PML}}^{(\text{Si})}| = 39.8(1)^{\circ}$ ]. Obwohl die beiden Untersuchungsmethoden ähnliche systematische Unterschiede zwischen den Ge- und Si-Systemen ergeben, werden offenbar die Strukturen durch die Substitution von Bi durch Gd modifiziert, und das Punktladungsmodell genügt wahrscheinlich infolge von Kovalenzeffekten nicht.

## LITERATUR

- [1] H. HAGEN et al., H.P.A. 47, 431 (1974).  
[2] H. REIMANN et al., H.P.A. 46, 405 (1973).

### **Untersuchungen an verrecktem Polycarbonat mit Hilfe der Differentialkalorimetrie (DSC)**

M. DETTENMAIER und H. H. KAUSCH

(Laboratoire de Polymères, EPFL, 32, ch. de Bellerive, CH-1007 Lausanne)

Polycarbonat (PC) lässt sich sowohl unterhalb als auch oberhalb seiner Glastemperatur ( $T_g = 149^\circ\text{C}$ ) bis zu hohen Verreckgraden ( $\lambda \geq 2$ ) dehnen. DSC-Messungen zeigen, dass das Schrumpfen der gedehnten Proben mit einem exothermen Wärmeeffekt verbunden sein kann. Dieser Effekt tritt auf bei Proben, die entweder oberhalb von  $T_g$  verreckt wurden oder die beim Verrecken unterhalb von  $T_g$  eine Vielzahl inhärenter Mikroreckzonen ausbilden.

### ***Propriétés mécaniques et élastiques, centres, diélectriques***

### **Etude du pic de Bordoni par mesures ultrasonores**

M. BUJARD, G. GREMAUD et W. BENOIT

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

Le pic de Bordoni dans les métaux a été observé par mesures de frottement intérieur basse fréquence et interprété par un modèle de création activée thermiquement de double kinks sur les dislocations.

Une nouvelle technique, qui consiste à mesurer les variations d'atténuation  $\Delta\alpha$  et du temps de parcours relatif  $\Delta t/t$  d'une onde ultrasonore dans un échantillon soumis à une contrainte sinusoïdale  $\sigma$  de basse fréquence, est appliquée à l'étude de ce pic. Lors d'une montée en température, des courbes  $\Delta\alpha(\sigma)$  et  $(\Delta t/t)(\sigma)$  sont régulièrement dessinées. La forme de ces courbes dépend du mécanisme contrôlant la mobilité des dislocations.

Un nouveau modèle théorique permet de calculer la forme et l'évolution des courbes  $\Delta\alpha(\sigma)$  et  $(\Delta t/t)(\sigma)$  suivant le nombre de doubles kinks créés sur les dislocations par la contrainte  $\sigma$ . Les courbes  $\Delta\alpha(\sigma)$  et  $(\Delta t/t)(\sigma)$  observées expérimentalement dans le domaine de température du pic de Bordoni sont en excellent accord avec celles prédites par le modèle.

## **Effet de la contribution électronique sur le comportement en température du module élastique $C_{44}$ pour les systèmes V-Cr, Nb-Mo et Ta-W**

P. BUJARD et E. WALKER

(Université de Genève, Section de Physique, DPMC, 24, Quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4)

Suite aux études faites sur le comportement singulier des constantes élastiques des alliages Nb-Mo, nous avons étudié l'évolution de ces singularités pour les systèmes isoélectroniques V-Cr et Ta-W. La similitude de l'effet de la température sur le comportement du module  $C_{44}$  pour les trois systèmes montre que nous observons des contributions électroniques de même type.

## **Dielektrische Spektroskopie an Mikro-Emulsionen mittels Zeitbereich-Methode**

R. HASSE und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Physik, CH-4056 Basel)

Dielektrische Zeitbereich-Spektroskopie ('Time Domain Spectroscopy', 'TDS') misst die Reflexion eines elektrischen Spannungssprungs an der Probe. Nach der Fouriertransformation von Anregung und Antwort lässt sich das Frequenzspektrum der relativen Permittivität ( $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$ ) berechnen. Unser Mikrowellensystem benützt die Einfach-Reflexion eines Tunneliodensprungs (Anstiegszeit etwa 30 ps) in Koaxialleitungen.

Die sogenannten Wasser/Oel-Mikroemulsionen besitzen die Eigenschaft, in einem apolaren Lösungsmittel (z.B. *n*-Hexan) polare Substanzen (z.B. Wasser) einzuschliessen, die das elektrische Verhalten dieser Emulsionen beeinflussen. Im Frequenzbereich von 200 MHz bis 8 GHz, den die eingesetzte Apparatur für die untersuchten Mikroemulsionen erreicht, sind Teile dielektrischer Relaxationen zu beobachten, die von Art und Konzentration der eingeschlossenen Substanzen und der Lösungsmittel bestimmt werden.

## **Formation energy and volume for a vacancy and non-linear screening in aluminum**

G. SOLT

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

A recent study of the lattice deformation in heterovalent dilute alloys has shown [1] an essential contribution of non-linear screening terms to the asymptotic and preasymptotic displacements, as calculated by the lattice statics method. For a vacancy, the known inadequacy [2] of the lattice statics method in the 'rigid pair force' approximation originates in the same non-linear polarization terms. The analysis of lattice relaxation around a vacancy shows that the third and fourth order screening terms represent about 30–60% of the displacement amplitude in Al. The numbers obtained for the formation energy and volume compare reasonably well with the experiment and with some previous [2] theoretical results. The

equilibrium atomic positions near a vacancy are calculated and new features, unexpected on the base of continuum elasticity theory, are predicted.

#### REFERENCES

- [1] G. SOLT and K. WERNER, Phys. Rev. B24, 817 (1981).  
 [2] M. W. FINNIS and M. SACHDEV, J. Phys. F: Metal Phys. 6, 965 (1976).

### **Time evolution of tunnelling recombination luminescence in alkali halides**

A. H. KAYAL, K. IMANAKA, A. MEZGER and J. ROSSEL  
 (Institut de Physique, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel)

After an ionizing irradiation of doped alkali halide crystals, e.g. KCl:Ag and CsI:Na, an emission persists for a long time. This is due to the tunnelling recombination of  $V_K$  center with the trapped electron ( $Ag^0$ ,  $Na^0$ ). A model for the decay of this luminescence has been proposed [1]. This model cannot describe the decay in a time region shorter than msec. In order to explain this decay, we introduce a random distribution of distance  $r$  between  $V_K$  and trapped electron centers. These will recombine after a tunnelling time  $t(r)$  and with the radiative lifetimes of the self trapped exciton perturbed by the impurity which acts as the emitting center.

#### REFERENCE

- [1] C. J. DELBECO, Y. TOYOSAWA and P. H. YUSTER, Phys. Rev. B9 (1974) 4497.

## **Physique appliquée**

### **Elektronenlawinen in O<sub>2</sub>. Der Streamerübergang**

B. ELIASSON und S. STRÄSSLER  
 (Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden)

Wir berichten über Berechnungen zur Entwicklung von Einzellawinen in einem O<sub>2</sub>-Gas bei Atmosphärendruck. Unsere Betrachtungen basieren auf den Ueberlegungen von Kunhardt und Lozanskii ([1], [2]). Insbesondere betrachten wir den Uebergang von einer Townsend-Lawine (kleine Stromdichte) zur Streamer-Lawine (hohe Stromdichte, Durchschlag). Wir berechnen die Lawinenparameter (Radius, Ladung, Energiedichte, Feldverteilung) als Funktion der Anstiegsgeschwindigkeit der angelegten Spannung. Wo Messungen vorhanden sind, werden diese mit den Berechnungen verglichen.

#### LITERATUR

- [1] E. KUNHARDT and W. BYSZEWSKI, Phys. Rev. A 21 (6), 1980, 2096-77.  
 [2] E. LOZANSKII, Sov. Phys.-Usp. 18 (11), 1976, 893-908.

## **Berechnungen des Dichteprofiles eines expandierenden, lasererzeugten Plasmas**

P. LÄDRACH und J. BALMER

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

Die Expansion eines durch ultrakurze ( $\tau \lesssim 100$  psec) Laserpulse erzeugten Plasmas ins Vakuum lässt sich in 1-dimensionaler, ebener Geometrie beschreiben. Das durch freie hydrodynamische Expansion entstehende Dichteprofil wird bei hohen einfallenden Intensitäten ( $\geq 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>) durch ponderomotorische Kräfte nichtlinear verformt. Numerische Rechnungen zeigen, dass im Falle resonanter Anregung von Plasmawellen (Resonanz-Absorption) diese Verformung bereits bei wesentlich niedrigerer Intensität einsetzt.

## **Polarisation und Spektrum der $2\omega_0$ -Emission von lasererzeugtem Plasma**

A. P. SCHWARZENBACH, J. BALMER und H. P. WEBER

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

Die Lichtemission mit kurzen Laserpulsen ( $\tau \lesssim 100$  psec) erzeugter Plasmen bei der doppelten Frequenz der einfallenden Strahlung weist eine charakteristische Blauverschiebung auf. Experimentell kann gezeigt werden, dass der Betrag dieser Verschiebung von der Polarisation sowohl des einfallenden als auch des emittierten Lichtes abhängt. Anhand der verschiedenen, für die Erzeugung von Licht der doppelten Frequenz verantwortlichen Mechanismen wird versucht, diese Ergebnisse zu interpretieren.

## **Damping of electromagnetic waves (EMW) propagating in a turbulent plasma parallel to the magnetic field<sup>1)</sup>**

YU. S. SAYASOV

(Physics Department, University of Fribourg, CH-1700 Fribourg)

Damping of EMW of frequency  $\omega$  (Alfvén waves, whistlers) propagating parallel to the magnetic field in a cold plasma with the small scale electron density fluctuations is investigated. It is shown that such density fluctuations, as accounted for by the electron conductivity tensor formulated in (YU. S. SAYASOV, Phys. Lett. 82A (1981) 337), can lead to a strong damping of the EMW if  $(\omega_c/|\nu - i\omega|) \Delta n/n)^2 \gg 1$ . (Here  $\omega_c$  is the electron cyclotron frequency,  $\nu$  is the collision frequency,  $\Delta n/n$  is a relative density fluctuation). This condition can be fulfilled for the low frequency whistlers. It is concluded therefore that strong damping of whistlers known to occur as a result of different perturbations of the ionosphere, can be explained as a result of the electron density fluctuations.

<sup>1)</sup> Supported by the Swiss National Science Foundation.



## **Turbulence and potential gradients in a current-carrying plasma**

Ch. HOLLENSTEIN and M. GUYOT

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

Two different types of turbulence are observed in the presence of a large potential jump within a current-carrying plasma ( $v_d < v_{te}$ ). The electron beam on the high potential side induced by the potential jump leads to the high frequency turbulence ( $f \approx f_{pe}$ ). The unstable waves follow the dispersion relation  $\omega \approx kv_b$ . The low frequency turbulence ( $f < f_{pi}$ ) observed on the low potential side could be identified as the ion acoustic turbulence. This turbulence is dominated by low frequency ( $f < 0.5 f_{pi}$ ) waves propagating perpendicularly with respect to the electron drift.

## **Diagnostic of a turbulent plasma by microwave scattering and correlation techniques**

P. J. PARIS and CH. HOLLENSTEIN

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

The ion acoustic turbulence induced by a current drawn in a low density Argon plasma is investigated by microwave scattering and correlation techniques. The azimuthal 30 GHz scattering system uses a newly designed variable waveguide in order to detect the scattered signal at any angle between  $-45^\circ$  and  $45^\circ$ . Both diagnostic methods show that the turbulence is dominated by low frequency ion acoustic waves propagating perpendicular with respect to the current. A comparison of these two important diagnostic methods for turbulent plasma is presented.

## **Modulational instability of ion-acoustic turbulence**

F. YASSEEN and J. VACLAVIK

(CRPP, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne)

The non-resonant interaction of ion-acoustic like perturbations with ion acoustic turbulence is studied, within the adiabatic approximation. The turbulence is found to become unstable provided certain conditions are met. These conditions are explicitly derived, and verified numerically.

## **Aperçu synoptique**

### **Stratosphärenballonbeobachtung von aktiven solaren Zonen im fernen Infrarot**

F. CARTIER, F. K. KNEUBUHL  
(ETH, Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

D. HUGUENIN und E. A. MULLER  
(Observatoire de Genève, CH-1293 Sauverny)

Erstmals gelang die direkte Beobachtung der aktiven Zonen um Sonnenflecken im fernen Infrarot bei  $200\ \mu\text{m}$  und  $80\ \mu\text{m}$ . Demnach sind diese Zonen an der Grenze Chromosphäre-Photosphäre 100 K bis 200 K wärmer als die ruhige Sonnenoberfläche, die dort eine Temperatur von ca 4500 K aufweist. Dieser Effekt war bis jetzt aufgrund verschiedener Theorien und UV-Messungen umstritten. Für die Experimente wurde eine 350 kg-Gondel mit 60 cm Teleskop und He-gekühltem Bolometer ausgerüstet und am 8.5.1981 mit einem  $350'000\ \text{m}^3$  Ballon bei Aire/Adour auf 38 km Höhe geflogen. Unsere Ergebnisse bestätigen, dass die minimale gemittelte Sonnentemperatur von der Sonnenfleckenanzahl abhängt.

### **Bestimmung der Solarkonstanten**

R. W. BRUSA und C. FRÖHLICH  
(Physikalisch-Meteorologisches Observatorium, Dorfstr. 33, CH-7260 Davos Dorf)

Zur Bestimmung der Solarkonstanten wurden im Juni 1979 und 1980 Ballonflüge durchgeführt. Die auf eine astronomische Einheit reduzierten Werte betragen  $1366.2\ \text{Wm}^{-2}$  und  $1366.8\ \text{Wm}^{-2}$ . Diese hohe Genauigkeit wurde mit neuen Methoden zur Charakterisierung von Radiometern und zur Bestimmung der Restextinktion der Atmosphäre erreicht. Unsere Resultate werden mit Raketen- und Satellitenmessungen verglichen. Die so seit 1978 gemessenen Schwankungen der Solarkonstanten betragen weniger als 0.08%.

### **Der longitudinale Excimerlaser**

T. GERBER, W. LÜTHY, P. BURKHARD und H. P. WEBER  
(Institut für Angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

In Quarzkapillaren wurden elektrische Längsentladungen in einem  $\text{F}_2$ , Xe, He Gasmisch untersucht. Dabei konnten hohe Excimer dichten von  $\text{XeF}^*$  erzeugt werden, die zur Laseremission im  $B \rightarrow X$  Band bei 352 nm führten. Der Vorteil eines longitudinal angeregten Excimerlasers gegenüber transversalen Systemen liegt, neben der Einfachheit des Aufbaues, im kleinen erreichbaren Öffnungswinkel der Laseremission.

## Coherence of radiation scattered by gratings covered by a diffusor

K. M. JAUCH

(Sodeco-Saia, Genève)

and H. P. BALTES

(Landis & Gyr, CH-6301 Zug)

We report the first experimental evidence for a new coherence phenomenon in the radiation field emanating from a diffraction grating hidden under a diffusor. We describe an interferometric experiment that shows the existence of a peak in the degree of coherence around the angular separation that corresponds to the direction difference between two diffraction orders of a phase grating hidden behind a rotating rough surface. The effect in question was predicted recently [1].

### REFERENCE

- [1] H. P. BALTES, H. A. FERWERDA, A. S. GLASS, and B. STEINLE, *Optica Acta* 28 (1980) 11.

## Nanosecond fluorescence depolarization for the investigation of a polymer

J. RICKA and TH. BINKERT

(Institute of Applied Physics, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern)

We use the fluorescent probe fluorescein-isothiocyanate (FITC) to investigate the intramolecular motions of FITC-poly(ethylenglycol) conjugates (FITC-PEG) in liquid solutions by observing the decay of fluorescence polarization anisotropy. The motions of the system under investigation may be complex and the anisotropy function may exhibit a complicated time behaviour. Thus, a reliable and precise method of polarized pulse-fluorometry in the nanosecond time range is required. Among the parameters which control the dynamics of the conjugate, here we consider the length of the polymer chain.

All available informations about the reorientational motions of the molecule under the investigation are contained in the anisotropy function  $R(t)$ , which is obtained from two polarized fluorescence decay measurements. The decay of  $R(t)$  reflects the relaxation of the initial orientational distribution of the labels, created by photoselection. There are three features of  $R(t)$  to be considered:

– The initial anisotropy  $R(0)$  reflects the relative orientation of the absorption and emission transition moments of the label dye. The absolute value of  $R(0)$  is often found to be diminished by librations, i.e. fast but restricted reorientational motions of the label.

– The time course of the anisotropy function may provide information about the form of the investigated molecule (if it is rigid), or more generally, about asymmetries of the reorientational movements. In the most simple case (realized e.g. by rotational diffusion of a rigid sphere)  $R(t)$  decays like a single exponential.

– The relaxation time ( $\tau$ ) yields either the size of a rigid molecule or the local viscosity. For flexible molecules,  $\tau$  provides a quantitative measure of the restriction exerted on the reorientational motion of the label by the attached polymer.

Since the exciting light pulse has a finite width, we prefer to evaluate the

difference  $D(t)$  between the two polarized intensities rather than  $R(t)$ . An example of a measurement and its evaluation is shown in the figure.

One remarks an excellent agreement between the measured data and their fit in a dynamical range of almost 1 : 1000. This indicates a very good quality of the experiment, which is necessary to deal with the rather difficult matter of reorientational motions of flexible molecules.

We have investigated FITC-PEG conjugates of average molecular weight (polymer moiety) 400, 1000, 4000. As a reference also the free label was measured. The results, i.e. the three features of  $R(t)$  mentioned above, are summarized in the table.

- The initial anisotropy  $R(0)$  of the conjugates appears to be slightly decreased compared to the free label. This effect if proved to be significant by additional measurements, would be rather interesting: The relative decrease of  $R(0)$  is independent of the excitation wavelength; other fluorescence parameters of the label (spectra, fluorescence lifetimes) are not changed by the addition of the polymer. This indicates, that the decrease of  $R(0)$  has to be attributed to enhanced librations of the label. However it is rather surprising to find the librational mobility to be increased, while the overall mobility of the label (see below) is restricted.

- The form of the anisotropy curve was found to be single exponential in a dynamical range of 1:100 for all investigated samples (see e.g. figure). This is another surprising fact, considering the complexity of the investigated system.

- The relaxation times of the conjugates are almost independent on the length of the polymer. They differ only by 30 per cent from the relaxation time of the free label. The last column of the table gives estimates of relaxation times one would expect if the conjugate molecules were rigid and of the same density as the label. The comparison of the two columns reveals a rather high flexibility of the polyethylenglycol chain.

Table

The dependence of the features of  $R(t)$  on the length of the polymer chain. Solvent: water-glycerin (70 per cent water), Temperature: 20°C, Concentration:  $10^{-5}$  mol/l.

feature molecule	R (0) excitation : 334nm	form of R(t)	relaxation time $\tau$	
			measured	expected
FITC	$-0,145 \pm 0,005$	single exponential	$3,6 \pm 0,2$ ns	3,6 ns
FITC-PEG MW 400	$-0,140 \pm 0,002$	single exponential	$5,2 \pm 0,2$ ns	7,4 ns
FITC-PEG MW 1000	$-0,140 \pm 0,002$	single exponential	$5,4 \pm 0,2$ ns	13 ns
FITC-PEG MW 4000	$-0,140 \pm 0,002$	single exponential	$5,5 \pm 0,2$ ns	40 ns

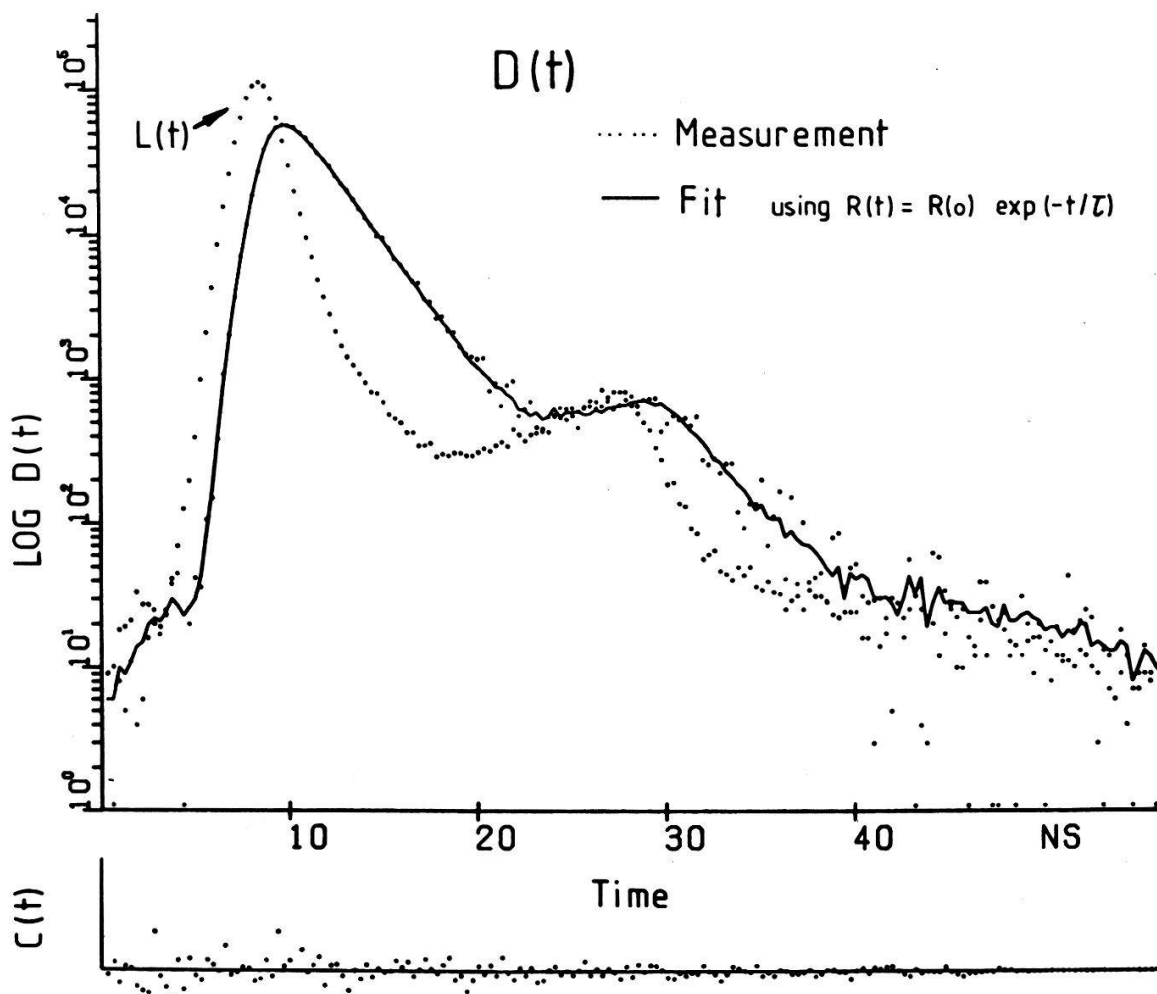


Figure. The difference  $D(t)$  calculated from two polarized monophoton measurements  $I_{\parallel}(t)$  and  $I_{\perp}(t)$ . The sample was fluorescein-isothiocyanate-polyethylenglycol 400 in a water glycerine mixture at 20°C. The fit is a convolution of the (corrected) excitation function  $L(t)$  with a single exponential model function. As an additional criterion of the fit quality the autocorrelation function of weighted residuals is also shown.

#### REFERENCES

- Method: K. P. GHIGGINO et al. in: *Advances in Polymer Science (Luminescence)*, Springer, Berlin 1981.  
 Probe: H. TANAKA et al., *J. of Polymer Chemistry*, 71 (1967) 2416.

### Zur Beweglichkeit von gelösten Molekülen

K. AMSLER und TH. BINKERT

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

Wir versuchen, das Verhalten gelöster Makromoleküle Flexibilitäts-Freiheitsgraden zu verstehen. Zu diesem Zwecke geben wir uns einen Modellkörper vor und bestimmen dessen Dynamik aus der entsprechenden Diffusionsgleichung. Um diese herzuleiten, benötigen wir den Reibungstensor  $R$ . Dieses hydrodynamische Problem wurde formal von Wegener et al. [1] gelöst. Die explizite Berechnung des Tensors geschieht durch Transformationen von Tensor-komponenten der Teilkörper, wobei wir diese Arbeit dem Computer übertragen. Die Programme sind in REDUCE formuliert und liefern algebraische Ausdrücke.



In einem zweiten Schritt bestimmen wir mittels einer verallgemeinerten Einstein-Relation [1] den Diffusionstensor  $D$  durch Inversion von  $R$ . Wir versuchen nicht die Diffusionsgleichung analytisch zu lösen, sondern wählen eine Simulationsmethode im Sinne der Brown'schen Dynamik [2, 3].

Zuerst wird ein Ensemble von Teilchen, das eine gewisse statistische Anfangsverteilung besitzt, erzeugt. Anschliessend findet eine Zeitentwicklung des Systems statt. Dabei ändern die Teilchen ihre Lage in Schritten ( $\Delta t$ ) nach:

$$q^i(t + \Delta t) = q^i(t) \pm \Delta q^i(\Delta t)$$

$q^i$  verallgemeinerte Koordinate

Der Zuwachs ( $\Delta q^i$ ) für Ellipsoiden (diagonaler Diffusions-Tensor) ist gegeben durch:

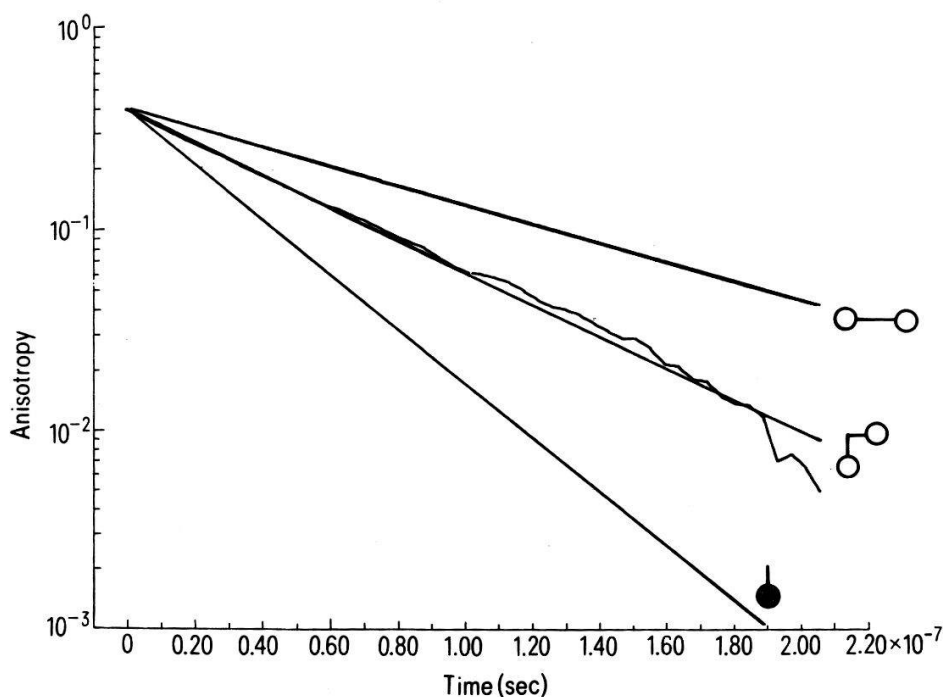
$$\Delta q^i(\Delta t) = (2D^{ii} \Delta t)^{1/2}$$

Bei flexiblen Körpern muss man garantieren, dass der Zusammenhang:

$$\langle \Delta q^i \Delta q^j \rangle = 2D^{ij} \Delta t$$

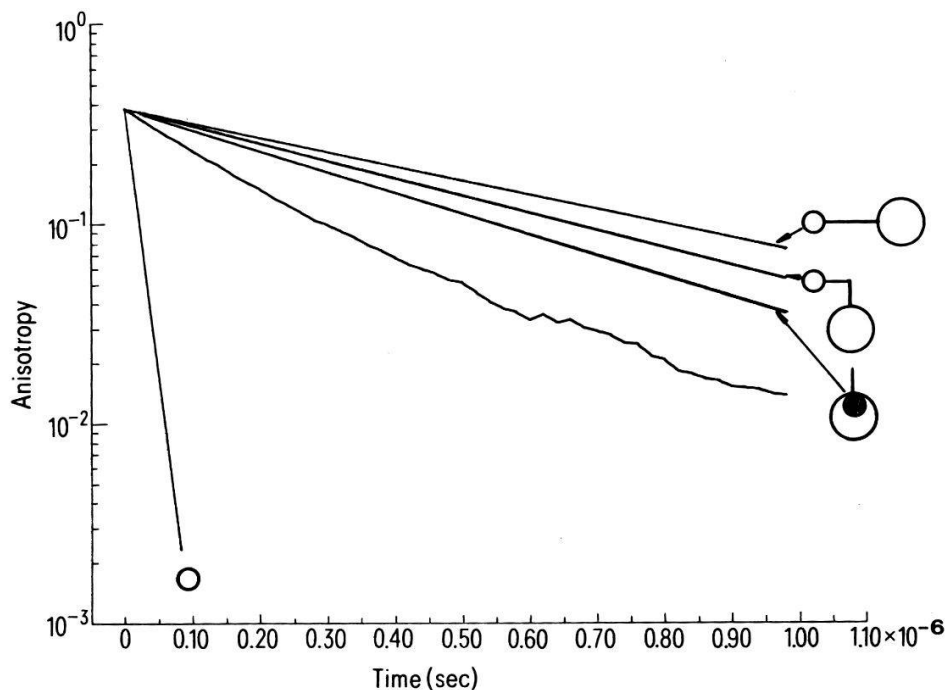
erhalten bleibt [3].  $\langle \rangle$  steht für einen Ensemble-Mittelwert. Um einen Zusammenhang mit der bei uns verwendeten experimentellen Methode (zeitabhängige Fluoreszenzdepolarisation) herzustellen, sampeln wir die Orientierung eines Teilkörpers der Hantel und bilden daraus die messbare Grösse Fluoreszenz-Anisotropie.

Die gebrochene Hantel, die wir untersucht haben, besteht aus zwei Kugeln, welche durch ein ebenes Scharnier verbunden sind. Dieses Objekt besitzt 7 Freiheitsgrade; 5 geometrische Parameter (2 Radien ( $r_1, r_2$ ), 2 Abstände von



Figur 1

Berechnete Anisotropiekurve für die symmetrische flexible Hantel (Anzahl Moleküle 12 000,  $r_1 = r_2 = 7 \cdot 10^{-8}$  cm,  $d_1 = d_2 = 11 \cdot 10^{-8}$  cm, Temperatur 300 K, Viskosität 11 cP). Zum Vergleich sind die Kurven für starre Objekte gleicher Dimension eingezeichnet.



Figur 2

Berechnete Anisotropiekurve für eine asymmetrische flexible Hantel (Anzahl Moleküle 12 000,  $r_1 = 7 \cdot 10^{-8}$  cm,  $r_2 = 20 \cdot 10^{-8}$  cm,  $d_1 = 11 \cdot 10^{-8}$  cm,  $d_2 = 24 \cdot 10^{-8}$  cm, Temperatur 300 K, Viskosität 11 cP). Zum Vergleich sind die Kurven für starre Objekte gleicher Dimension eingezeichnet.

Scharnier zu Kugelzentrum ( $d_1$ ,  $d_2$ ) und ein variabler Zwischenwinkel) gehen in die Rechnungen ein.

Wir haben den Einfluss der Flexibilität auf das Verhalten der Anisotropiekurve analysiert. Im Fall der symmetrischen Hantel (Fig. 1), lässt sich eine starre Hantel finden (diejenige mit festem  $90^\circ$  Zwischenwinkel), die die Simulationskurve für die flexible Hantel gut fittet. Die Anisotropiekurve weist einen einfach exponentiellen Charakter auf. Wir verstehen dies als Ausdruck der hohen Symmetrie, die in dieser Anordnung steckt. Bei Brechung dieser Symmetrie erhalten wir ein anderes Bild (Fig. 2). Die flexible Hantel relaxiert rascher als jede starre Äquivalenthantel. Die Anisotropie hat dabei ihren exponentiellen Charakter verloren.

#### LITERATUR

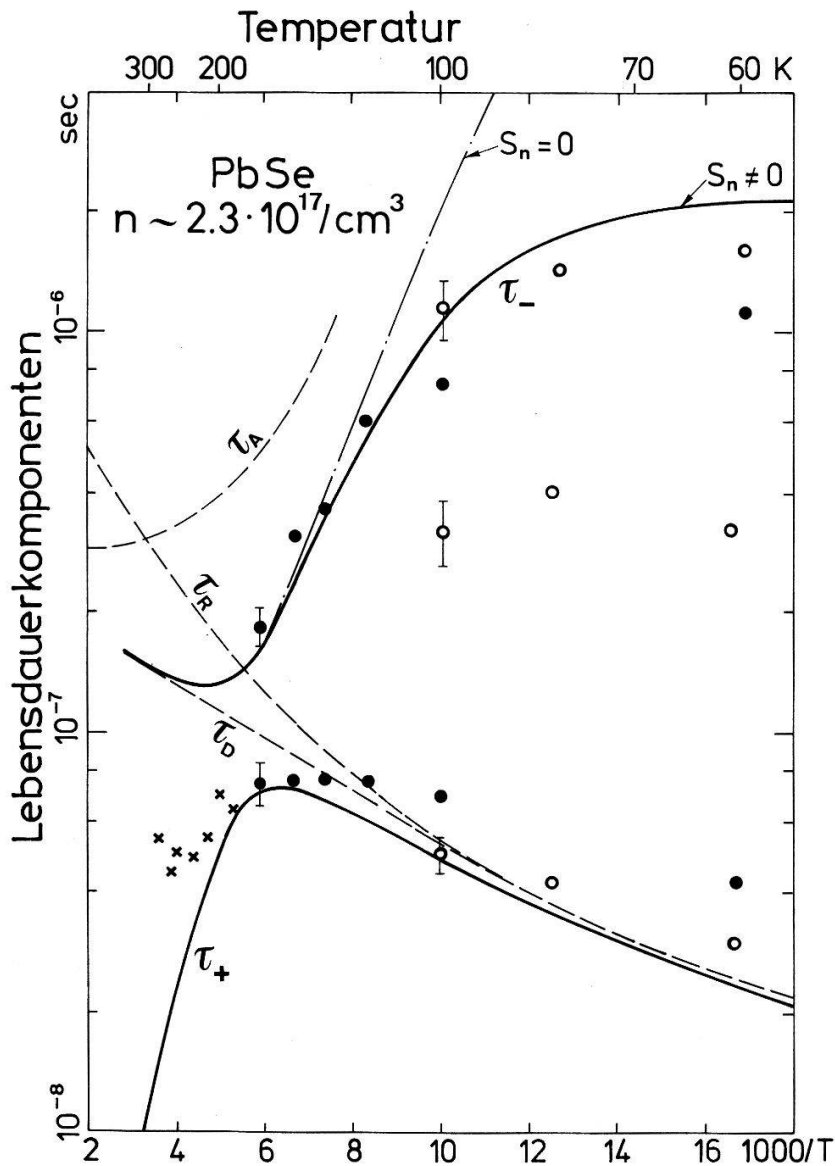
- [1] W. A. WEGENER R. M. DOWBEN und V. J. KOESTER, J. Chem. Phys. 73 (1980), 913.
- [2] D. L. ERMAK und J. A. MCCAMMON, J. Chem. Phys. 69 (1978), 1352.
- [3] S. C. HARVEY und H. C. CHEUNG, Biopolymers 19 (1980), 913.

### Ladungsträgerlebensdauern in epitaktischen PbSe-Schichten

H. ZOGG, W. VOGT und W. BAUMGARTNER

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

Die Schmalbandhalbleiter der IV–VI Verbindungen haben wichtige Anwendungen als Infrarotdetektoren und Laserdioden. Eine wichtige Grösse, die die maximale Güte solcher Bauteile bestimmt, ist die Lebensdauer der



Figur  
Erklärung vgl. Text.

Minoritätsladungsträger; diese ist durch die Auger- ( $\tau_A$ ) und strahlenden ( $\tau_R$ ) direkten Band-Band-Übergänge begrenzt.

Es wurde nachgeprüft, wie weit diese Lebensdauern an epitaktischen PbSe-Schichten auf (111)-BaF<sub>2</sub> tatsächlich erreicht werden können.

In der Fig. sind die berechneten [1,2]  $\tau_A$  und  $\tau_R$  sowie die daraus resultierende totale Lebensdauer  $\tau_D$  ( $1/\tau_D = 1/\tau_A + 1/\tau_R$ ) für  $n$ -PbSe mit  $n = 2.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  gestrichelt eingezeichnet. Experimentell wurden die Lebensdauern aus der Zerfallskurve  $I(t)$  der Photoleitung bei gepulster Anregung bestimmt. Diese konnte durch eine Summe von Exponentialfunktionen  $I(t) = \sum A_i \exp(-t/\tau_i)$  dargestellt werden. Für eine befriedigende Anpassung waren je nach Temperatur eine (in der Figur: Kreuze), 2 (:Punkte) oder 3 (:Ringe) Summanden mit entsprechenden Lebensdauern  $\tau_i$  nötig. Die Aufspaltung in zwei Lebensdauerkomponenten konnte unter Annahme eines Shockley-Read Rekombinationszentrums in der verbotenen Zone erklärt werden. Die Modellrechnung (vgl. die Kleinsignalnäherung [3]) ergibt die beiden in der Fig. mit  $\tau_+$  und  $\tau_-$

bezeichneten Aeste, wobei als Parameter die das Rekombinationszentrum beschreibenden Grössen:

Energie  $E_R = 36$  meV oberhalb Valenzband

Dichte  $N_R \lesssim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

Wirkungsquerschnitt für Löcher  $S_p = 4 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$

Wirkungsquerschnitt für Elektronen  $S_n = 5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$

und die berechneten  $\tau_D$  verwendet wurden. Das Rekombinationszentrum wirkt also oberhalb  $\sim 120$  K vorwiegend als Löcherhaftstelle ( $S_n$  vernachlässigbar). Die Angabe für  $E_R$  ist mit denjenigen in anderen Arbeiten vergleichbar [4, 5]. Die Messpunkte oberhalb 200 K stehen nicht im Widerspruch zu diesem Modell, da in diesem Bereich die Signale zu schwach waren um sie nach zwei Lebensdauerkomponenten auflösen zu können; die eingezeichneten Punkte können als Mittelwerte zwischen den beiden Komponenten aufgefasst werden. Dagegen sind die nur mit sehr geringer Intensität beobachteten dritten Komponenten bei tiefen Temperaturen nicht mit einem Einzentrenmodell mit nur einem Niveau erklärbar.

Mit dieser Messung konnte damit erstmals an PbSe gezeigt werden, dass

- a) an photoleitenden Einkristallproben die direkten Band-Band-Uebergänge tatsächlich die minimalen Trägerlebensdauern bestimmen und
- b) die Wirkungsquerschnitte eines tiefen Niveaus in der verbotenen Zone abgeschätzt werden.

#### LITERATUR

- [1] P. R. EMTAGE, J. Appl. Phys., 47, 2565 (1976).
- [2] O. ZIEP, D. GENZOW, M. MOCKER und K. H. HERRMANN, Phys. Stat. Sol. (b) 99, 129 (1980).
- [3] G. K. WERTHEIM, Phys. Rev., 109, 1086 (1958).
- [4] K. LISCHKA und H. PREIER, Phys. Stat. Sol. (b) 101, K129 (1980).
- [5] I. V. KUTCHERENKO, A. P. SHOTOV und A. E. SVISTOV, 4th Int. Conf. on Physics of Narrow Gap Semiconductors, Linz/Austria, Sept. 1981.

### **Mizellen-Liposomen-Umwandlung in wässrigen Lösungen von Gallensalz und Lecithin**

P. SCHURTENBERGER und N. A. MAZER

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

Die beiden Hauptkomponenten der Galle, nämlich Lecithin und Gallensalz, bilden in wässriger Lösung über einen grossen Bereich von Konzentration und molarem Verhältnis thermodynamisch stabile Aggregate, sog. Mischmizellen. Mit Hilfe von dynamischer und statischer Lichtstreuung haben wir solche mizellaren Systeme als Funktion der Konzentration untersucht. Man beobachtet mit zunehmender Verdünnung ein Wachstum der Mizellen, verbunden mit einer Zunahme des Polydispersitätsgrades. Erreicht man eine kritische Konzentration, so beobachtet man einen scharfen Anstieg der Grösse der Aggregate, verbunden mit einer drastischen Abnahme der Polydispersität. Dies kann erklärt werden mit der Bildung von monodispersen Liposomen. Der Einfluss der Temperatur und des Verhältnisses Lecithin/Gallensalz auf diese Umwandlung wurde für verschiedene Gallensalze untersucht.

## Etude de la viscosité et de la coagulation de solutions aqueuses de fibrinogène par dispersion de la relaxation protonique

G. J. BÉNÉ, B. BORCARD, S. CONTI, P. DESCOUTS, A. DUPANLOUP,  
E. HILTBRAND et P. MAGIN

(DPMC, Section de Physique de l'Université, 24 quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4)

*Abstract.* Measurements of relaxation times  $T_1$  and  $T_2$  of the water protons in fibrinogen solutions of concentrations between 2 and 16 g/l were made over a large domain of Larmor frequencies ( $2 \text{ KHz} \leq \nu_0 \leq 100 \text{ MHz}$ ).

The results show a strong relation between the relaxation times and the viscosity of the solutions, more particularly for  $T_2$  measured in the earth's field, in agreement with theoretical predictions.

Analysis of this kind permits a simple interpretation of the dynamics of the coagulation.

### 1. Introduction

Il est bien connu que la relaxation des noyaux d'un milieu donné est directement liée à la mobilité et éventuellement à la durée de vie des systèmes élémentaires qu'il contient. En particulier, la relaxation des protons des solutions aqueuses nous renseigne sur la dynamique (rotation, translation. . .) des molécules d'eau, ainsi que sur la durée de vie de ces molécules. Les constantes de temps correspondantes apparaissent comme temps de corrélation  $\tau_c$ , lesquels influent directement sur la grandeur des temps de relaxation. Dans la mesure où les temps de relaxation sont liés à la dynamique moléculaire, il a été démontré une relation simple avec la viscosité du milieu  $\eta$ .

Il convient de noter que la relaxation nucléaire atteint la VRAIE viscosité du milieu (frottement intermoléculaire, et non le frottement avec une surface extérieure arbitraire: billes, cônes métalliques. . .).

### 2. Interaction dipolaire dans les solutions aqueuses

Dans le cas de l'interaction dipolaire dans les liquides, dont le mouvement moléculaire suit les lois du mouvement Brownien:

- 1)  $T_1$  n'est sensible qu'aux mouvements dont le temps de corrélation  $\tau_c$  est plus court que  $(\omega_0)^{-1}$ . La dispersion de  $T_1$  par rapport à  $\omega_0$  présente une anomalie ( $T_1$  décroît) lorsque  $\omega_0 \tau_1 \cong 1$ .
- 2)  $T_2$  est sensible à tous les mouvements moléculaires quelle que soit la grandeur de  $\tau_c$ , donc  $T_2 \leq T_1$ .
- 3)  $T_1$  et  $T_2$  prennent leur valeur minimum lorsque  $\omega_0 < \tau_c^{-1}$ ; on a alors  $T_1 \cong T_2$

Ces remarques sont résumées dans les relations ci-dessous:

$$T_1^{-1} = \frac{3}{10} \frac{\hbar^2 \gamma^4}{b_0^6} \left( \frac{\tau_c}{1 + \omega_0^2 \tau_c^2} + \frac{4\tau_c}{1 + 4\omega_0^2 \tau_c^2} \right)$$

$$T_2^{-1} = \frac{3}{20} \frac{\hbar^2 \gamma^4}{b_0^6} \left( 3\tau_c + \frac{5\tau_c}{1 + \omega_0^2 \tau_c^2} + \frac{2\tau_c}{1 + 4\omega_0^2 \tau_c^2} \right)$$



valables dans le cas de noyaux interagissants identiques, de spin  $\frac{1}{2}$ , de rapport gyromagnétique  $\gamma$ , distants de  $b_0$  et caractérisés par un seul temps de corrélation. Rappelons que  $\omega_0 = \gamma H_0 = 2\pi\nu_0$ .

$T_1$  est donc plus sensible que  $T_2$  lors de la traversée d'une singularité,  $\omega_0\tau_c \approx 1$ , mais  $T_2$ , mesuré en champ faible, est une véritable constante du milieu, ayant la sensibilité maximum à tous les mouvements moléculaires.

### 3. Relaxation et viscosité de solution de protéines dans le liquide isotonique (eau + 9 g/l ClNa)

Le liquide isotonique, comme l'eau, ne présente pas de dispersion de  $T_2$  dans tout le domaine accessible des fréquences de Larmor et  $T_2$  n'est conditionné que par les temps de corrélation caractéristiques de l'eau.

- 1)  $\tau_1 \cong 10^{-11}$  sec (translation et rotation des molécules d'eau)
- 2)  $\tau_2 \cong 10^{-4}$  sec: durée de vie de l'échange  $2H_2O \rightleftharpoons OH^- + H_3O^+$ , lorsque le pH est voisin de 7.

Lorsque le liquide isotonique est utilisé comme solvant de protéines, la variation de  $T_2$  en fonction de la concentration est essentiellement due à la présence de ces protéines; la forme de  $T_2$  privilégie les  $\tau_c$  les plus longs, c'est à dire ceux dûs aux mouvements (translation, rotation) des molécules d'eau solidement fixées aux protéines. Ces mouvements et les échanges d'énergie qui leur sont associés, définissent la viscosité propre  $\eta$  de ces solutions. La relation linéaire entre  $\tau_c$  et  $\eta$  permet de prévoir une variation monotone du taux de relaxation par rapport à la viscosité [1].

Cette relation est illustrée par la Fig. 1 où l'on a comparé  $\log \eta$  de solutions

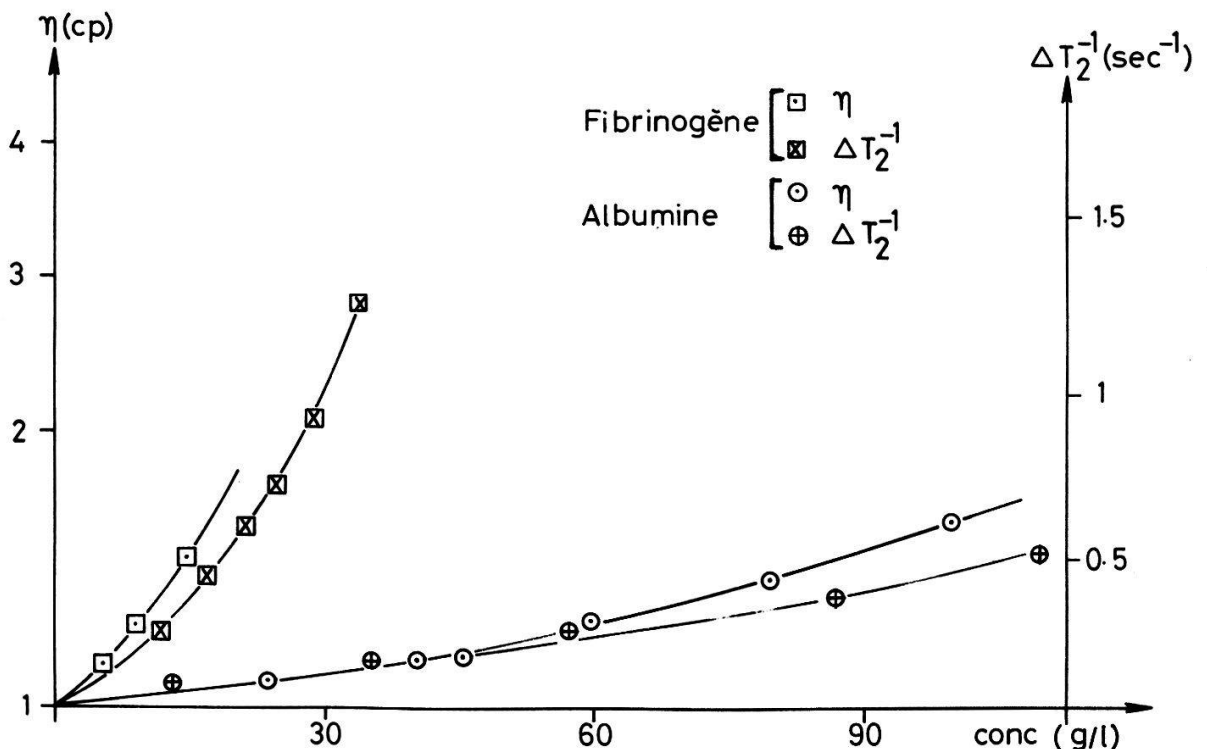


Figure 1

aqueuses de fibrinogène et d'albumine humaine à la variation du taux de relaxation  $T_2^{-1}$ , mesuré dans le champ terrestre, en fonction de la concentration en protéines.

La raison de la pente plus grande des courbes relatives au fibrinogène, non encore élucidée avec certitude, est actuellement en cours d'étude.

La possibilité, ainsi démontrée et constatée d'ailleurs sur de nombreux liquides physiologiques, (notamment sur le sang) de remplacer les mesures de  $\eta$  par celles de  $T_2$  est d'un intérêt considérable dans de nombreux cas pathologiques [3].

#### 4. Evolution des temps de relaxation lors de la coagulation de solutions de fibrinogène

L'étude a été faite sur des concentrations allant de 2 à 16 g/litre;  $T_1$  ou  $T_2$  ont été mesurés dans un large domaine de fréquences de Larmor (comprises entre 2 KHz et 24 MHz). On a représenté sur la Fig. 2 les résultats obtenus pour deux concentrations (2 et 10 g/l) avant et après coagulation ( $T \approx 22^\circ\text{C}$ ).

Il ressort de ce diagramme que  $T_1$ , mesuré en champ élevé, n'est sensible ni à la concentration en fibrinogène, ni à la coagulation, que cette sensibilité croît lorsque  $\nu_0$  décroît, et que la sensibilité maximum est observée pour  $T_2$  mesuré à  $\nu_0 = 2$  KHz.

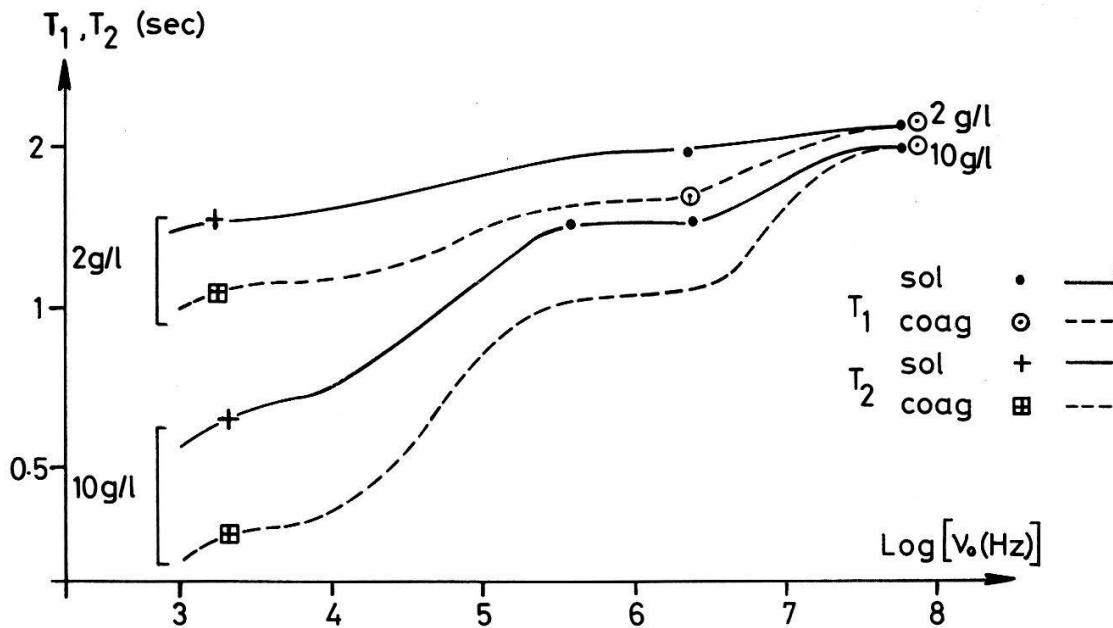


Figure 2

La possibilité de mesurer rapidement et avec précision  $T_2$  dans le champ terrestre permet de suivre la dynamique de la coagulation dont on peut voir sur la Fig. 3 la décroissance importante et rapide, conformément aux prévisions de la courbe de dispersion (conc: 3 g/l)

Il est intéressant de noter que, contrairement aux solutions de fibrinogène, les solutions de plasma recalcifié présentent au moins trois phases au cours de la coagulation, phases que l'on peut relier aux transformations microscopiques du milieu [4].

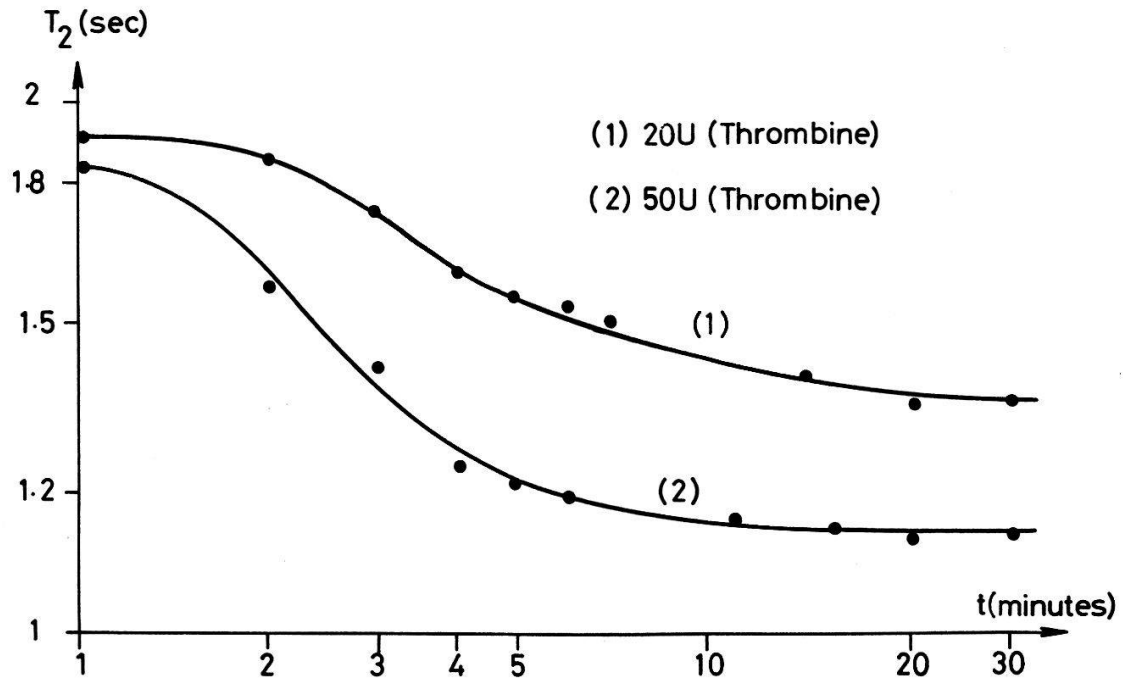


Figure 3

Les auteurs remercient le prof. Agr. Dechavanne et le Dr Follea, du Laboratoire central d'Hématologie de l'Université LYON I (prof. D. Germain) pour leur fructueuse coopération durant la réalisation de ce programme.

- [1] cf. par ex. A ABRAGAM, *The Principle of Nuclear Magnetism*, Oxford, Clarendon Press (1961), chap. VIII.  
 [2] J. HARKNESS, *Biorheology* (1971), 8, 171-193.  
 [3] L. DINTENFASS, *Rheology of Blood...*, Butterworths, London (1976).  
 [4] E. HILTBRAND, B. BORCARD, P. MAGNIN et G. J. BENÉ, *C.R. Ac. Sc. Paris* (1981), 292 II, 1465-1467.

### Elektrisches und chemisches Verhalten von Metalloxid-Halbleitersensoren

S. BUKOWIECKI und H. P. ULLI

(Cerberus AG, CH-8708 Männedorf)

Das Einwirken von reaktiven Gasen auf heisse Pd-dotierte SnO<sub>2</sub> Keramiken bewirkt Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit, welche charakteristisch für das reaktive Gas sind. Mit einer speziellen Anordnung identischer Gassensoren wird die Veränderung der Gaszusammensetzung beim Vorbeiströmen an einem Sensor als Funktion der Temperatur untersucht. Es wird dabei mit zunehmender Temperatur eine stetig steigende Umsetzung des Gases beobachtet; dies auch oberhalb des Maximums der elektrischen Leitfähigkeit. Das Auftreten dieses Maximums wird mit mehreren Modellen zu deuten versucht, wobei neben oberflächenchemischen Sensormechanismen, Kinetik- und Diffusionsüberlegungen im Vordergrund stehen.

## **Temperaturabhängiger Gasnachweis mit Metalloxid-Halbleitern**

H. P. ULLI und S. BUKOWIECKI  
(Cerberus AG, CH-8708 Männedorf)

Die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit von Metalloxid-Halbleitern ist eine starke Funktion der Redoxeigenschaften der umgebenden Gasatmosphäre. Verschiedene Gase geben dabei charakteristische Leitfähigkeitsmaxima als Funktion der Temperatur. Es werden Leitfähigkeitsmessungen an Pd-dotierten SnO<sub>2</sub> Keramiken beschrieben, bei welchen die Temperatur zyklisch kontinuierlich zwischen etwa 50° und 350°C variiert wird, wobei der Halbleiter mit verschiedenen Gasatmosphären in Wechselwirkung steht. Es wird gefunden, dass komplizierte Gasmoleküle (Kohlenwasserstoff, Alkohole etc.) an der katalytischen Oberfläche in Basisgase (CO, H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, O<sub>2</sub>) zerlegt werden, welche dann einzeln zu Leitfähigkeitsmaxima als Funktion der Temperatur Anlass geben. Eine mögliche Deutung dieser Resultate ist die oxidative Dehydrierung des nachzuweisenden Gases an der katalytisch aktiven Sensorschicht.

## **Fiberoptisch betriebener Brandmelder**

H. GÜTTINGER  
(Cerberus AG, CH-8708 Männedorf)

Oft erscheint es wünschenswert, einen elektrischen Sensor mit geringem Stromverbrauch rein optisch anzusteuern. Dies gilt u.a. bei Vorliegen starker elektromagnetischer Interferenz, bei Explosionsgefahr und bei Sensoren in Hochspannungsanlagen. In dieser Arbeit beschriebenen Ionisations-Brandmelder wird je eine Fiber benützt zur Uebertragung der zur Speisung nötigen elektrischen Leistung ( $\sim 3 \mu\text{W}$ ) und zum Uebermitteln der Daten. Erste Erfahrungen mit dem fiberoptischen Brandmelder sowie die Grenzen der benutzten Technik werden diskutiert.

## **A simple photoacoustic gas-detection system**

O. OEHLER, D. MAREK and A. FRIES  
(Swiss Federal Institute of Technology, Institute for Applied Physics, ETH Hönggerberg,  
CH-8093 Zürich)

A sensitive, miniature photoacoustic gas-detecting system was fabricated using a thermally modulated filament, a nearly-closed elliptical reflector with an interference filter and thin gas exchange capillaries.

Two different types of photoacoustic gas analyzers are in general use: On the one hand, very sensitive gas detecting systems are described in the literature which are based on tunable, infrared lasers [1, 2, 3]; on the other hand, so called non-dispersive photoacoustic gas analyzers are commercially available [4]. In the first case, the cell containing the gas sample and the photoacoustic transducer are

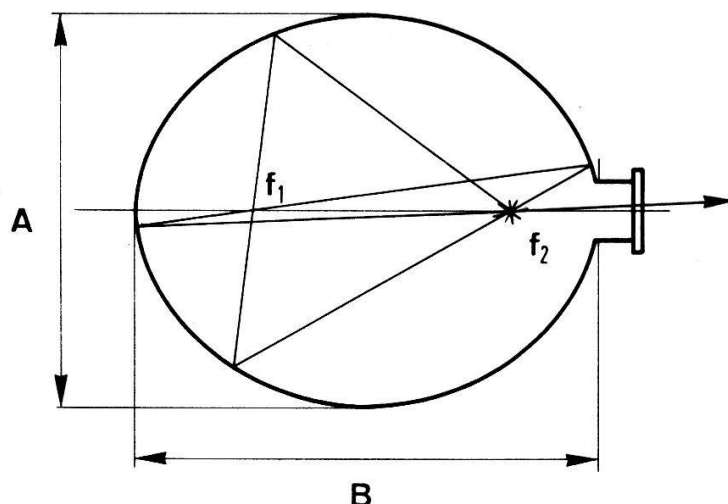


Figure 1  
Elliptical reflector with light source in a focal point.

identical; in the other case, the two parts are separated. Both these gas-analyzing methods are expensive and require considerable operator skill caused, respectively, by the use of an infrared laser and the measurement of small changes of the infrared transmittance.

The goal of the described work is the development of a simple photoacoustic gas detecting system. To this end, intensity modulated monochromatic infrared light was produced by a thermally modulated filament and an interference filter.

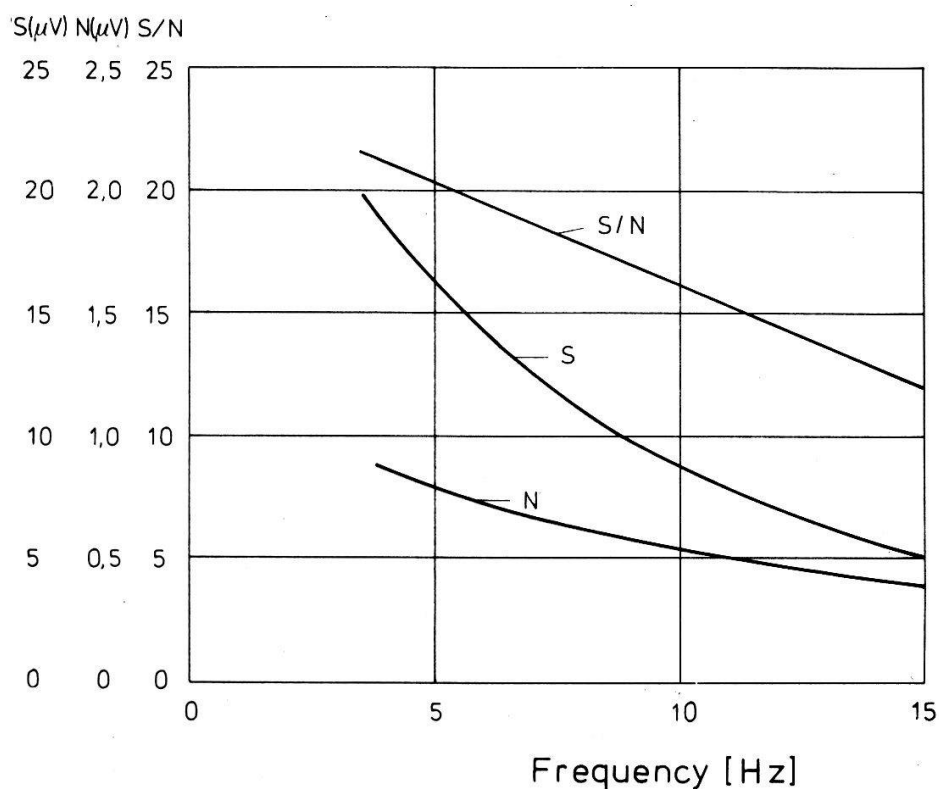


Figure 2  
Microphone signal as a function of the frequency for thermal modulation ( $S$  represents the signal,  $N$  the noise and  $S/N$  the signal-to-noise ratio).



The thermal modulation of the light source requires the use of very low modulation frequencies (below 20 Hz). Therefore the photoacoustic cell can be operated only at acoustical non-resonance.

A nearly closed elliptical mirror as shown in Fig. 1 was applied. The principle of this reflector system is based on the fact that the radiation of a point source positioned at one ( $f_2$ ) of the two focal points is collimated along the major axis. Assuming that the reflectance of the mirror is 95%, then 84% of the light emitted at  $f_2$  leaves the ellipsoid through a window of diameter  $B/15$ , where  $B$  is the length of the major axis, and  $B/A = 1.2$ . Apart from its high efficiency, this reflector system has the advantage that the whole light path can be in vacuum or in a nonabsorbing gas. This property is very important if a strongly absorbing component in the air – like  $\text{CO}_2$  or  $\text{H}_2\text{O}$  – has to be detected.

Additionally the use of very small windows and interference filters is feasible.

In Fig. 2 the dependence of the microphone signal is given as a function of the frequency of a thermally chopped light beam. The light source, a tungsten filament [5], operated at an electrical power of 0.48 W, was positioned at the focal point of the elliptical reflector (Fig. 1).

The measurements have been accomplished at a  $\text{CO}_2$  concentration of 470 ppm in air and at a time constant of 10 sec.

On decreasing the frequency, an increase of the signal  $S$  was found mainly due to the increase of the modulation depth at low frequency. The increase of the

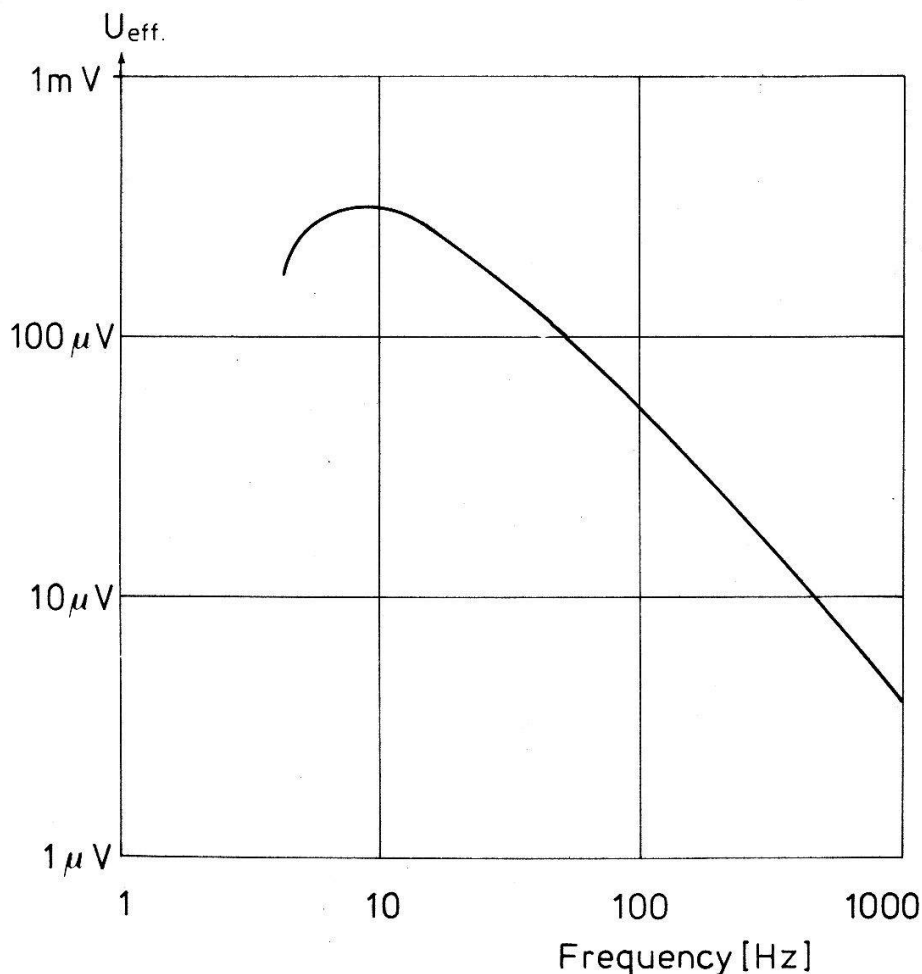


Figure 3  
Microphone signal as a function of the modulation frequency for mechanical chopping

noise  $N$  is due to the  $1/f$  noise of the FET-transistor built into the electret microphone [6]. A comparison of the microphone signal for thermal and mechanical modulation indicates a modulation depth of 15% for the thermally modulated filament operated at 11 Hz and at a power of 0.43 W.

Figure 3 represents typical measurements for a mechanical chopped light beam. The source was a 1.3 cm<sup>2</sup> cantal ribbon which was operated at a power of 45 W and at a distance of 6 cm from the photoacoustical chamber. No collimating optics was used. The light power at the entrance of the chamber was approximately  $2.6 \cdot 10^{-5} \Delta\nu W \cdot \text{cm}$ . The concentration of CO<sub>2</sub> in Ar was 100 ppm.

The exchange of the gas in the photoacoustic cell represents a severe problem. In contrast to the non-dispersive system where an open cell can be used, the system described here requires the sealing of the chamber during the measurement. Even a 0.5 mm opening in a photoacoustical cell of 3 cm length and diameter of 1 cm reduces the microphone signal by a factor of 120 at an operating frequency of 11 Hz (Fig. 4). This problem can be handled by alternatively opening and closing of the cell, but this solution is inconvenient since valves have to be installed. Additionally there is the danger of destroying the microphone during rapid operation of the valves. As an alternative, an enforced gas exchange through thin capillaries is conceivable. As shown in Fig. 4 a 0.2 mm capillary of

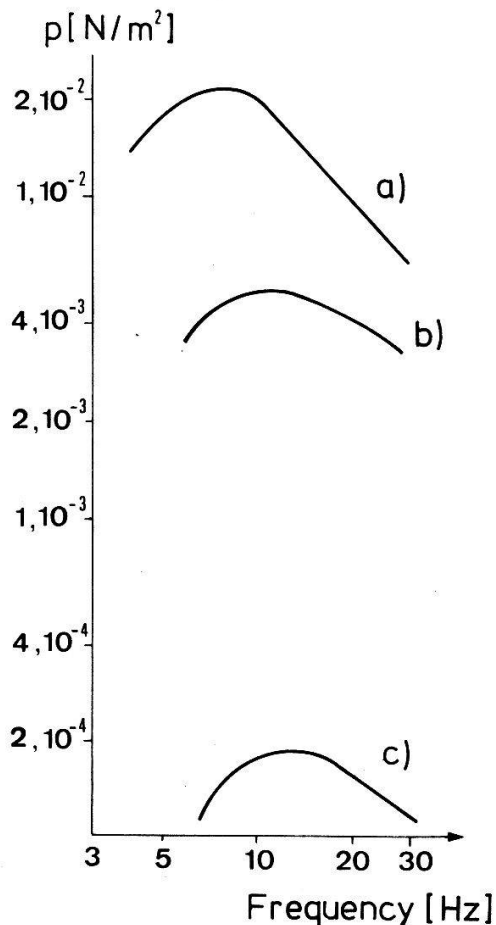


Figure 4  
Microphone signal as a function of the light modulation frequency for

- a) closed cell.
- b) 0.2 mm capillary.
- c) 0.5 mm capillary.

length 0.5 mm reduces the microphone signal only by a factor of 5. Such a capillary has a flowrate of approximately 20 cm<sup>3</sup>/sec. A further reduction of the diameter of the capillary therefore is advisable. Besides a reduction of the signal, the capillaries couple external sound into the cell which causes a very large reduction of the signal-to-noise ratio (Table 1).

Table 1  
Microphone signal for closed and partially opened cell

Cell	Signal	Noise	S/N
Closed	8.4 $\mu$ V	0.51 $\mu$ V	16.5
0.2 mm capillary	1.7 $\mu$ V	4.9 $\mu$ V	0.35
0.2 mm capillary and sound damping unit	1.7 $\mu$ V	1.6 $\mu$ V	1.06

Concentration of CO<sub>2</sub> in air: 470 ppm  
Electrical power of filament: 0.46 W  
Thermal modulation of the light source: 11 Hz

The attachment of a simple sound-damping unit made from a sintered glass filter reduced the unwanted coupling by a factor of 3. Making use of the duality between aerodynamics and electrodynamics the acoustical system composed of the photoacoustic cell and the sound damping unit (Fig. 5) can be represented by a low pass filter, as given in Fig. 6.

$U_1$  and  $U_2$  represent the photoacoustical and external sound sources  $P_1$  and  $P_2$ , respectively.  $C_1$ ;  $C_2$  represent the volumes  $V_1$ ;  $V_2$  and  $R_1, L_1$ ;  $R_2, L_2$  the capillaries  $D_1$ ;  $D_2$ .

Present work is devoted to the optimisation of this filter where, on the one hand, a good DC conductance is required and on the other, a large damping at the optical modulation frequency is desirable.

The pumping unit was realised by a loudspeaker of 3 cm diameter equipped with a plastic membrane.

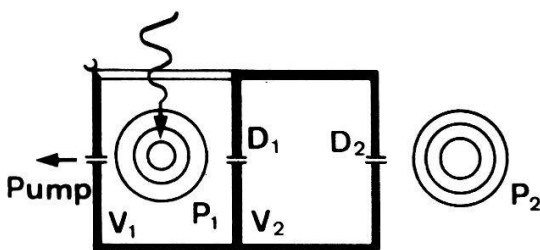


Figure 5  
Photoacoustical cell and sound damping unit.

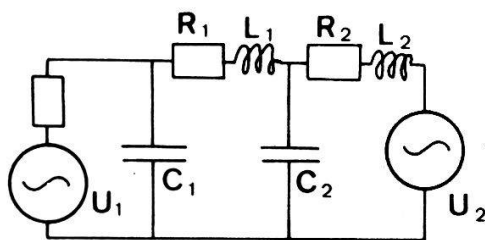


Figure 6  
Representative scheme of the acoustical band pass filter.

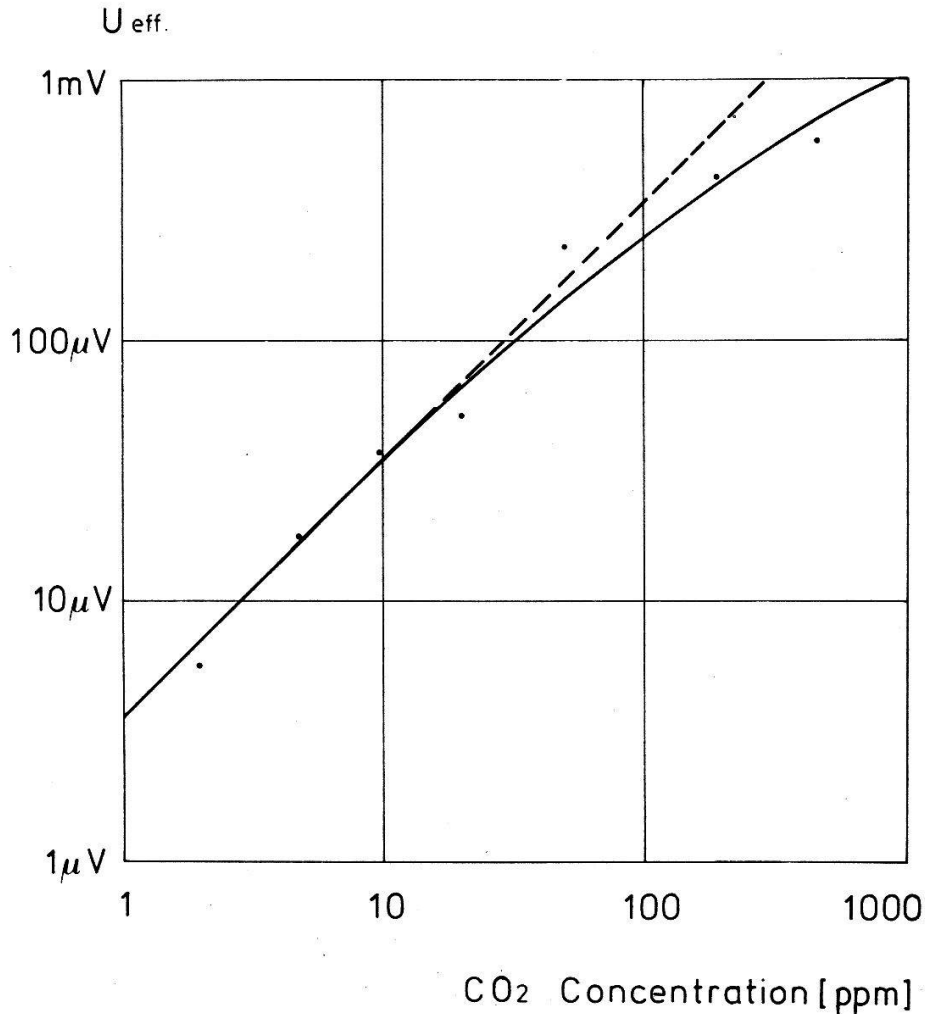


Figure 7  
Microphone signal as a function of the  $\text{CO}_2$  concentration in Ar for a closed chamber.

The microphone signal is processed by a digital lock-in amplifier, working off-line. It is controlled by a microcomputer and is based on the multichannel scaling method of a multichannel analyser and the correlation principle.

The sensitivity of the system can be drawn from Fig. 7. The microphone signal is given as a function of the  $\text{CO}_2$  concentration in Ar. The results were obtained at a light power of approximately  $2.6 \cdot 10^{-5} \Delta\nu \text{W} \cdot \text{cm}$ . For this light source a signal-to-noise ratio of 1 can be expected at a  $\text{CO}_2$  concentration in Ar of 30 ppb and at a time constant of 100 sec. The light chopping frequency was 11 Hz.

#### REFERENCES

- [1] L. B. KREUZER, J. Applied Physics 42, 2934 (1971).
- [2] L. G. ROSENGREN, Applied Optics 14, 1960 (1975).
- [3] C. K. N. PATEL, Proceedings 2nd Int. Conference on Infrared Physics, March 5-9, 1979, ETH Zürich, Switzerland, p. 111.
- [4] LEYBOLD-HERAEUS GmbH & Co, Köln, BRD. Hartmann & Brown AG, Frankfurt, BRD.
- [5] The Filament was taken from a common 18 W flash light bulb, Osram BA 15S.
- [6] Knowles Electronics Inc., Franklin Park, Ill. 60131, USA, Type BL 1751.

## **Gasaustausch in einer opto-akustischen Zelle durch dünne Kapillaren**

A. SCHÄLIN und O. OEHLER

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

Eine opto-akustische Zelle, die bei tiefer Licht-Modulationsfrequenz betrieben wird, muss aus zwei Gründen verschlossen, oder fast verschlossen gehalten werden: einerseits muss der Aufbau des Schalldruck-Signales in der Zelle gewährleistet sein, andererseits soll das Eindringen von äusserem Raumschall verhindert werden.

Der Gasaustausch ist auch ohne Verwendung von Ventilen möglich, wenn kleine Kapillaröffnungen in der Zellwandung angebracht werden. Die Signalabschwächung kann dann genügend klein gehalten werden. Allerdings ist eine zusätzliche Schalldämpfvorrichtung zur Dämmung des äusseren Raumschalles erforderlich. Untersuchungen über entsprechende Schalldämpfer sollen diskutiert und mit elektrischen Ersatzschaltbildern des akustischen Problems verglichen werden.

## **Study of the water vapor absorption in the 9–11 $\mu\text{m}$ range using photoacoustic spectroscopy**

J. HINDERLING and M. W. SIGRIST

(Solid State Physics Laboratory, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

The ir transmission within the 8–14  $\mu\text{m}$  atmospheric window is limited by a continuum  $\text{H}_2\text{O}$  and  $\text{CO}_2$  absorption. The measured absorption in this wavelength range is two to three times higher than expected from water and carbon dioxide monomers. It has been suggested by several authors (see e.g. [1]) that the increased continuum absorption could be due to the absorption by multimers or clusters of  $\text{H}_2\text{O}$  and  $\text{CO}_2$ . At present our main interest is in investigating the contribution of water clusters to the continuum absorption.

Since the absorption coefficient of water vapor is typically only  $10^{-6} \text{ cm}^{-1}$  at a partial pressure of 10 mbar, a sensitive technique is required for accurate measurements. Both outdoor transmission experiments and long path measurements in closed tubes exhibit several problems not encountered in photoacoustic spectroscopy. Since several years this technique has been used successfully for the detection of weakly absorbing gases and trace gas analysis [2]. In addition to the high sensitivity the dimensions of the gas cell needed are small enough to permit exact control of the critical parameters like temperature, water vapor pressure etc.

Our experimental setup is typical for photoacoustic studies. We used a grating tuned cw- $\text{CO}_2$ -laser emitting on approximately 70 vibrational-rotational transitions between 9.28  $\mu\text{m}$  and 10.8  $\mu\text{m}$ . The laser beam was chopped mechanically and directed through the gas cell containing variable amounts of water vapor. The acoustic signal generated was detected by a miniature electret microphone (Knowles BT 1810) and analyzed by a lock-in amplifier.

Our first experiments were devoted to the optimization and calibration of the detection system. The acoustic signals originating from strong absorbing gases like



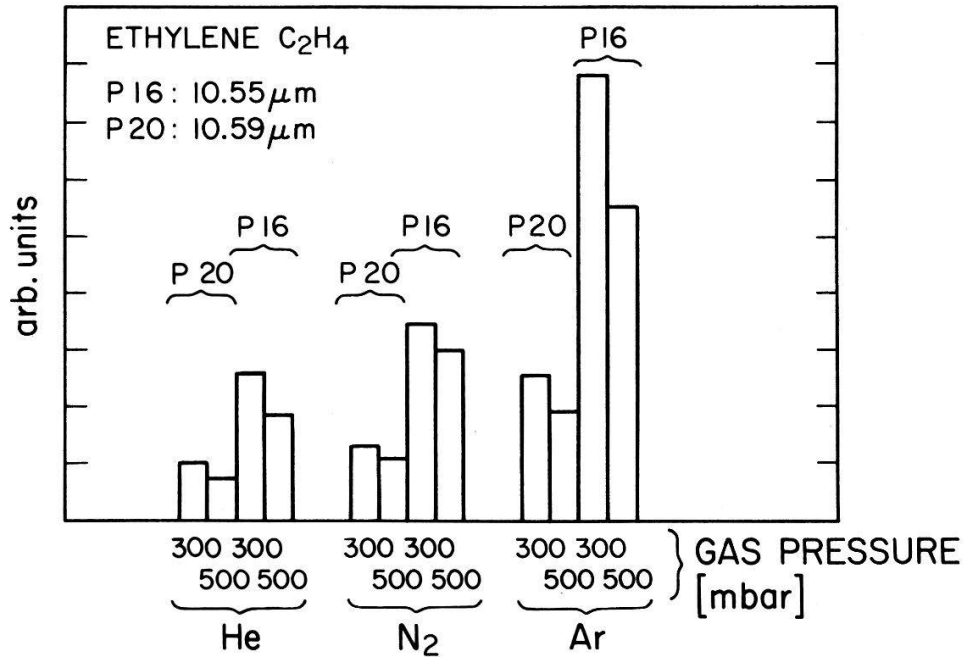


Figure 1

Comparison of the photoacoustic signal amplitudes of ethylene for the buffer gases helium, nitrogen and argon. In each case the experimental results are plotted for two different CO<sub>2</sub> laser transitions and two different gas pressures.

ethylene and ammonia were analyzed as functions of their partial pressures, the laser power, laser wavelength and chopping frequency. A Helmholtz resonance [3] at 855 Hz was found to increase the signal by a factor of up to 5. The role of buffer gases was studied in detail. Figure 1 shows the results for ethylene at a partial pressure of 1 mbar using the three different buffer gases helium, nitrogen and argon. Since the latter yields the best results, it is used for our investigations. The calibration of our system was performed by detecting the acoustic signal generated in a commercial gas mixture of 10 ppm ethylene in argon by the P(28) laser line of the 10.4 μm band. The value for the corresponding absorption coefficient was taken from Ref. [4].

A serious problem is the background signal which was analyzed by taking spectra from pure argon. Desorption of infrared absorbing molecules from the cell walls and periodic window heating are responsible for this background. An improved cell geometry and the choice of stainless steel in addition to rigorous cleaning of the inner walls decreased the background signal to a level equivalent to a gas absorption coefficient of 10<sup>-7</sup> to 10<sup>-6</sup> cm<sup>-1</sup>. This value corresponds to a minimum detectable concentration of 20 ppb for ethylene, 4 ppb for ammonia and 60 ppb for alcohol vapor.

Preliminary water vapor absorption spectra are presented in Fig. 2. Argon was again used as buffer gas and the total pressure in the cell was 850 mbar. The background spectrum, measured immediately before the water vapor spectra, has been subtracted from the plotted data points. At a number of CO<sub>2</sub> laser lines, line absorption due to water monomers can be observed in addition to the overall continuum absorption. Our spectra are in qualitative agreement with the results obtained by Shumate et al. [5], taking into account the different experimental conditions. One important difference is the type of buffer gas: Argon may be a

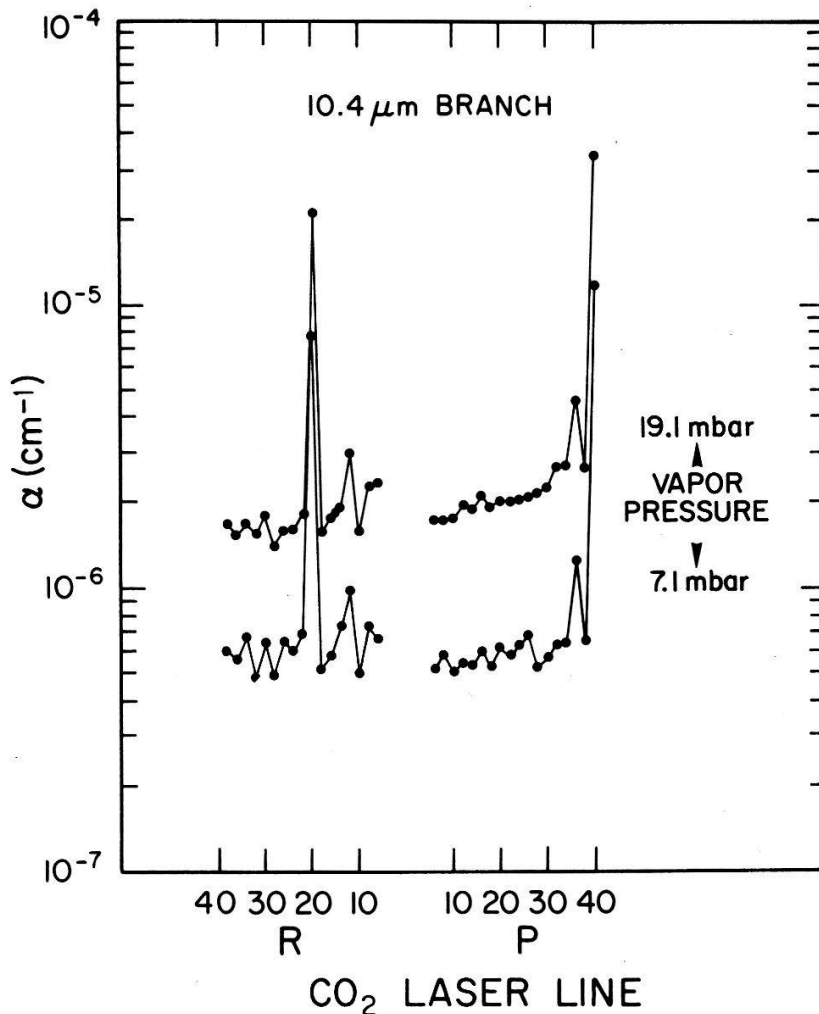


Figure 2

Water vapor absorption spectra for 7.1 mbar and 19.1 mbar partial pressure within the  $10.4 \mu\text{m}$  branch of  $\text{CO}_2$  laser transitions.

less effective line broadening agent than nitrogen. The measurements also demonstrate the enhanced increase of the continuum absorption with water vapor pressure compared to that of the line absorption. The latter is approximately proportional to the water vapor partial pressure. Further experiments on deviation from proportionality should indicate the presence of water clusters.

The authors thank Prof. Dr. F. K. Kneubühl for helpful discussions. This work was supported by the GRD of EMD and by the ETH Zurich.

#### REFERENCES

- [1] H. R. CARLON, *Infrared Phys.* 19, 549-557 (1979).
- [2] YOH-HAN PAO, Ed., '*Optoacoustic Detection and Spectroscopy*', Academic Press New York/San Francisco, 1977.
- [3] O. NORDHAUS and J. PELZL, *Appl. Phys.* 25 (3), 221 (1981).
- [4] N. KONJEVIC and S. JOVICEVIC, *Spectr. Lett.* 12 (4), 259-274 (1979).
- [5] M. S. SHUMATE, R. T. MENZIES, J. S. MARGOLIS and L.-G. ROSENGREN, *Appl. Opt.* 5 (10), 2480 (1976).

## **Principes et méthodes d'instrumentation de maisons solaires passives**

CH. ERIKSSON, A. FAIST, P. FAVRE, J.-B. GAY, N. MOREL, G.-P. PERRIN,  
A. RAZAFINDRAIBE, Y. REY et J.-L. SCARTEZZINI

(Groupe de Recherche en Energie Solaire, Av. Eglise Anglaise 14, CH-1006 Lausanne)

L'instrumentation d'une maison solaire passive permet d'en connaître le bilan énergétique, le niveau de confort ainsi que le comportement dynamique.

Le but de ce document est de fournir une méthodologie d'instrumentation optimale en fonction des buts recherchés. Les trois étapes principales de la démarche sont:

- Analyse préliminaire
- Instrumentation et acquisition de données
- Exploitation des données

Cet exposé s'appuie sur quatre ans d'expériences tant sur des éléments isolés et cellules tests que sur des bâtiments complets.

## **Etude des cas de 3 maisons solaires passives en Suisse**

G.-R. PERRIN, N. MOREL, A. RAZAFINDRAIBE et A. FAIST

(Groupe de Recherche en Energie Solaire, 14, av. Eglise Anglaise, CH-1006 Lausanne)

Trois maisons utilisant soit des gains solaires directs, indirects, ou une serre ont été instrumentées durant plus d'une année avec un système d'acquisition de données enregistrant demi-heure par demi-heure plus de 60 canaux dans chaque cas.

Ce papier présentera dans un premier chapitre les performances comparées de ces trois bâtiments dans les conditions climatiques suisses et dans un second chapitre les influences sur les performances physiques de certaines variations paramétriques de la construction (masse thermique, vitrage, etc. . .).

## **Mesures du rayonnement infrarouge du ciel**

J. M. GREMAUD, O. GUIBAN et P. INEICHEN

(Section de Physique, 24 quai Ernest Ansermet, CH-1211 Genève 4)

Des mesures continues du rayonnement infrarouge du ciel sont effectuées depuis deux ans à Genève. Nous présentons ici des résultats préliminaires de ces mesures et montrons qu'une corrélation peut être établie entre la 'température du ciel' et l'ensoleillement au sol. Ces données sont importantes pour la détermination de tout bilan radiatif où intervient la voûte céleste, plus particulièrement dans les domaines du bâtiment et de l'énergie solaire.

## **Etude d'une structure solaire passive**

M. BAUSSIÈRE, P. GUIBAN et O. RUDAZ

(Section de Physique, 24, quai Ernest Ansermet, CH-1211 Genève 4)

Nous avons construit une cellule comportant vitrages, absorbeur, isolation et stockage d'eau avec circulation d'air et/ou d'eau (naturelle ou forcée). Les mesures en conditions naturelles sont en bon accord avec des calculs de simulation dynamique. Les divers modes de fonctionnement sont comparés et leurs efficacités présentées.

## **Le L.E.S.O.: Nouveau laboratoire d'énergie solaire de l'EPF-Lausanne**

J.-B. GAY, J.-L. SCARTEZZINI, F. THÉVENON et A. FAIST

(Groupe de Recherche en Energie Solaire, Av. Eglise Anglaise 14, CH-1006 Lausanne)

Le nouveau Laboratoire d'énergie solaire de l'EPF-Lausanne, va permettre, l'étude 'in situ' des performances de 9 à 18 systèmes solaires passifs ou hybrides. La comparaison de l'efficacité des différents systèmes dans des conditions météorologiques semblables sera ainsi possible.

Une description du type de construction à haute isolation, utilisée pour le laboratoire, ainsi que l'exposé des caractéristiques des systèmes expérimentés en première étape sont présentés dans cette communication.

## **Mur Trombe, mesures et modélisation**

A. RAZAFINDRAIBE, Y. REY, J.-B. GAY et A. FAIST

(Groupe de Recherche en Energie Solaire, Av. Eglise Anglaise 14, CH-1006 Lausanne)

Un mur Trombe présente deux types d'apport énergétique: l'apport par thermocirculation de l'air et l'apport à travers la maçonnerie. Pour bien quantifier la part de ces deux apports dans le bilan du mur, des mesures en climat réel ont été effectuées sur un mur Trombe (5 m<sup>2</sup>) accolé à une cellule test au stand du GRES à l'EPFL Ecublens et sur les murs Trombe (17 m<sup>2</sup>) d'une villa familiale à Renens/Lausanne.

Ces mesures ont permis de valider des modèles mathématiques décrivant le comportement dynamique du système.

Les résultats de ces modèles seront présentés et comparés avec les mesures. La répartition des différents apports sera décrite dans le bilan d'un tel mur sous nos climats et enfin quelques prévisions seront établies selon le mode de régulation de la thermocirculation ou en faisant varier certains paramètres du mur.

## **Modélisation d'une serre**

N. MOREL, G.-R. PERRIN et A. FAIST

(Groupe de Recherche en Energie Solaire, Av. Eglise Anglaise 14, CH-1006 Lausanne)

La serre en tant qu'élément architectural connaît un développement nouveau. L'apport énergétique qui lui est associé est toutefois mal connu. La modélisation sur ordinateur de tels éléments permettrait de mieux cerner leurs performances et de quantifier leurs apports énergétiques au corps du bâtiment.

Nous disposons de mesures prises sur une série expérimentale dont l'inertie thermique (stock à eau) pouvait être variée, ainsi que de mesures sur une maison solaire comportant une serre (Les Geneveys/Coffrane). Ces mesures permettent, par comparaison, la validation de divers modèles mathématiques sur ordinateur (modèle simplifié sans échange radiatif, modèle avec échange radiatif, utilisation d'un programme général de simulation de systèmes passifs développé par le Groupe de Recherche en Energie Solaire de l'EPF-L).

## **Comparaison entre les simulations d'une maison solaire passive et d'une cellule de mesure à gains directs**

N. MOREL et A. FAIST

(Groupe de Recherche en Energie Solaire, 14, Av. Eglise Anglaise, CH-1006 Lausanne)

Nous disposons de mesures effectuées d'une part sur une maison solaire passive (Begnins) et d'autre part sur une cellule-test se trouvant sur notre stand de mesures à Ecublens. Dans ces deux constructions, un chauffage solaire à gains directs est utilisé, la chaleur étant essentiellement stockée dans le sol.

Nous avons modélisé ces deux constructions à l'aide d'un programme général de simulation de systèmes solaires passifs, développé par notre groupe. La comparaison entre les résultats permet de mettre en évidence la différence entre une cellule-test et une maison solaire habitée, et donc ce qu'il faut ajouter au modèle pour tenir compte des effets du comportement des habitants sur les propriétés thermiques d'une maison (ouverture des fenêtres et des portes, production de chaleur par les habitants eux-mêmes, etc. . .)

## **Modélisation mathématique d'une cellule à gains directs**

CH. ERIKSSON, J.-B. GAY, Y. REY et A. FAIST

(Groupe de Recherche en Energie Solaire, EPFL, CH-1015 Lausanne)

Parmi les systèmes passifs de captage de l'énergie solaire, les systèmes à gains directs constituent une solution simple et efficace.

Afin d'être à même d'en évaluer les performances et de déterminer les fluctuations momentanées des températures, un modèle mathématique basé sur la méthode des éléments finis a été développé. Les résultats du modèle sont comparés à des mesures effectuées sur une cellule lourde installée en climat réel. L'accord entre mesures et modèle est excellent, tant du point de vue variations des températures que du point de vue des bilans.



## Physique nucléaire et corpusculaire

### A bent-crystal spectrometer for precision measurements of pionic X-rays

W. BEER,\* K. BOS,\* G. de CHAMBRIER,\* P. F. A. GOUDSMIT,\* L. KNECHT,\*  
L. N. KONDUROVA,\*\* H. J. LEISI,\* P. M. LEVCHENKO,\*\* V. I. MARUSHENKO,\*\*  
A. F. MEZENTSEV,\*\* A. A. PETRUNIN,\*\* W. RUCKSTUHL,\* W. SCHWITZ,\*\*\*  
A. G. SERGEEV,\*\* S. G. SKORNJAKOV,\*\* A. I. SMIRNOV,\*\* G. STRASSNER,\*  
V. M. SUVOROV\*\* and A. VACCHI\*

(\* Federal Institute of Technology Zurich, LHE, c/o SIN, CH-5234 Villigen;

\*\* Leningrad Nuclear Physics Institute, Gatchina, UdSSR;

\*\*\* Swiss Institute for Nuclear Research (SIN), CH-5234 Villigen)

The construction of a bent-crystal spectrometer for pionic X-ray work is completed. The first experimental program, a study of the  $\pi$ -nucleus interaction by measuring  $2p$  shifts and widths in light pionic atoms, is in progress. We present measured spectra of  $3d-2p$  transitions.

### Präzisionsmessungen der (3d-2p)-Röntgenübergänge in myonischem $^{28}\text{Si}$ und $^{24}\text{Mg}$

I. BELTRAMI, B. AAS, W. BEER, G. de CHAMBRIER, P. F. A. GOUDSMIT,  
TH. v. LEDEBUR, H. J. LEISI, W. RUCKSTUHL, W. W. SAPP,  
G. STRASSNER, A. VACCHI

(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH Zürich, c/o SIN, CH-5234 Villigen)

und U. KIEBELE, J.-A. PINSTON und R. WEBER

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

In einem verbesserten Kristallspektrometerexperiment wurden die Wellenlängen der  $(3d_{5/2} - 2p_{3/2})$ -Übergänge mit einer Genauigkeit von  $\Delta\lambda/\lambda \approx 3 \times 10^{-6}$  gemessen. Damit können wir Aussagen machen über eine langreichweitige Myon-Hadron-Wechselwirkung (zusätzlich zur QED) der Stärke  $\approx 1 \times 10^{-6} \times \alpha$  (Feinstrukturkonstante).

### Section efficace différentielle et pouvoir d'analyse de la réaction $pp \rightarrow \pi^+ d$ entre 515 et 583 MeV

F. FOROUGHI, P. CHATELAIN, B. FAVIER, C. NUSSBAUM, J. PIFFARETTI

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

S. JACCARD, P. WALDEN

(SIN, CH-5234 Villigen)

J. HOFTIZER et C. WEDDIGEN

(Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Physik II, D-7500, Karlsruhe)

La distribution angulaire pour la réaction  $pp \rightarrow \pi^+ d$  a été mesurée pour 7 énergies de 515 à 583 MeV et le pouvoir d'analyse pour 4 énergies dans le même domaine. Les résultats seront présentés et discutés.

### **Section efficace différentielle à 90°(CM) pour la diffusion élastique pp entre 515 et 583 MeV**

B. FAVIER, P. CHATELAIN, F. FOROUGH, J. PIFFARETTI  
(Institut de Physique, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel)

S. JACCARD et P. WALDEN  
(SIN, CH-5234 Villigen)

J. HOFTIZER et C. WEDDIGEN  
(Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Physik II, D-7500 Karlsruhe)

Des mesures précises de  $\sigma(90)$  ont été réalisées pour 7 énergies entre 515 et 583 MeV. La méthode expérimentale sera présentée et les résultats discutés.

### **Die Hyperfeinaufspaltung des 1s-Zustandes in $\mu$ - $^7\text{Li}$ als Test der Wechselwirkung zwischen Myonen und Nukleonen**

W. RUCKSTUHL, B. AAS, W. BEER, I. BELTRAMI, K. BOS, P. F. A. GOUDSMIT,  
H. J. LEISI, G. STRASSNER, A. VACCHI  
(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH Zürich,  
c/o SIN, CH-5234 Villigen)

R. WEBER  
(Institut de Physique de l'Université de Fribourg, CH-1700 Fribourg)

J. M. v.d. VELDEN  
(NIKHEF K, NL-Amsterdam)

Der  $(2p-1s)$ -Röntgenübergang wurde mit dem Kristallspektrometer am Myonenkanal des SIN gemessen (instrumentelle Auflösung: 2.4 eV FWHM). Durch Vergleich der vollständig aufgelösten h.f.s. des 1s-Zustandes mit dem aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung berechneten Wert geben wir Grenzen an für eine zusätzliche Axialvektor-Wechselwirkung des Myons mit den Nukleonen.

### **Bestimmung des Ladungsradius von $^{12}\text{C}$ aus einer Messung des myonischen $(2p-1s)$ -Röntgenübergangs**

W. RUCKSTUHL, B. AAS, I. BELTRAMI, K. BONGARDT, P. F. A. GOUDSMIT,  
H. J. LEISI, G. STRASSNER, A. VACCHI  
(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH Zürich, c/o SIN, CH-5234 Villigen)

und F. W. N. DE BOER, U. KIEBELE und R. WEBER  
(Institut de Physique de l'Université de Fribourg, CH-1700 Fribourg)

Wir haben die Wellenlänge des 75 keV  $(2p-1s)$ -Uebergangs mit dem Kristallspektrometer am Myonenkanal des SIN gemessen und daraus den mittleren

quadratischen (r.m.s.)-Radius des  $^{12}\text{C}$ -Kerns bestimmt. Unser Resultat ist 5 mal genauer als alle publizierten Werte. Wir vergleichen den r.m.s. - Radius mit einer neuen Analyse der Elektronenstreudaten von Sick [1].

## LITERATUR

[1] I. SICK, private Mitteilung (1981).

**Two step process contribution to the elastic proton transfer**

M. HUGI, J. LANG, R. MÜLLER and J. SROMICKI

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

and L. JARCZYK, B. KAMYS, A. STRZAŁKOWSKI, A. SZCZUREK and B. ZĘBIK

(Institute of Physics, Jagellonian University, 30-059 Cracow, Poland)

In the elastic scattering of light heavy ions on nuclei with similar mass number a pronounced increase of the differential cross section at large scattering angles is observed [1, 2]. This phenomenon is ascribed to an exchange of a particle between two identical cores, leading to the final state of the system identical to the initial one. We investigated a series of systems for which an elastic proton transfer between  $1p$  shell nuclei occurs, i.e.  $^9\text{Be} + ^{10}\text{B}$  [3],  $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C} + ^{14}\text{N}$ , and  $^{15}\text{N} + ^{16}\text{O}$ . For each system angular distributions have been measured at the ETH tandem van de Graaff accelerator using  $\Delta E-E$  counter telescopes at two energies equal to 1-2 times the Coulomb barrier.

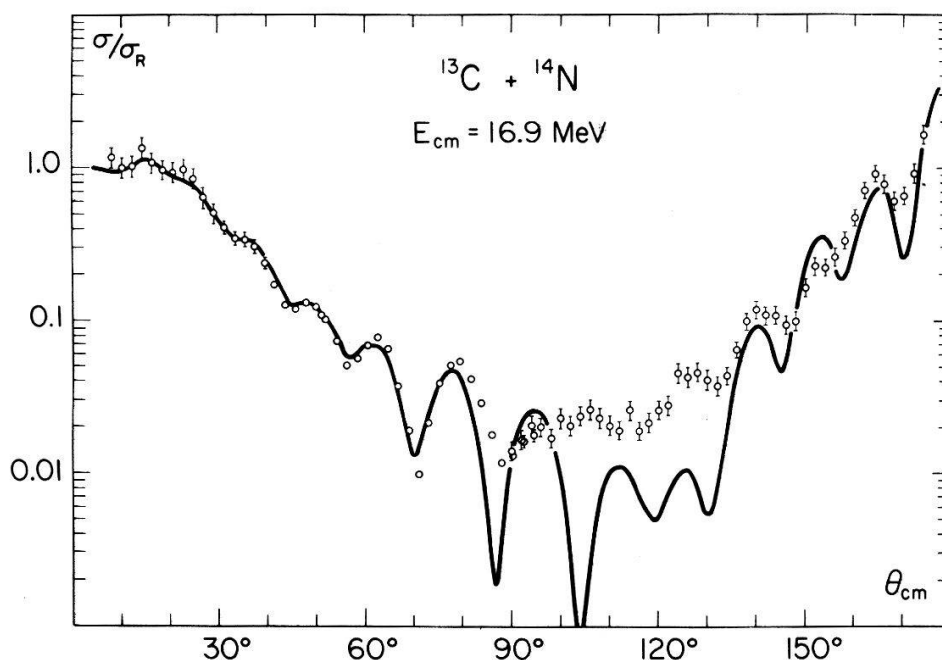


Figure 1  
Angular distribution for elastic scattering in  $^{13}\text{C} + ^{14}\text{N}$  system. The curve shows the result of optical model and one-step transfer reaction calculation.

For all systems the experimental results were compared with calculations based on optical model scattering and a one nucleon transfer reaction. Optical model fits to the data measured below  $70^\circ$ , with energy independent potentials with Woods-Saxon shape identical for both real and imaginary part were performed. One step elastic transfer was calculated in the DWBA model using theoretical spectroscopic factors [4] and standard binding potentials ( $r_0 = 1.25$  fm,  $a = 0.65$  fm). We obtained a very good description of the forward part for all angular distributions with similar parameters for all investigated systems. In the backward direction the magnitude of the calculated cross sections is reproduced correctly for most systems (Fig. 1, [3]), but the experimental data show less pronounced structure. The exception is  $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$  where both the experimental and theoretical curves have a distinct diffraction pattern but the theory underestimates the cross sections by a factor of 3–4 (Fig. 2). It was expected that for the  $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$  system additional effects as quadrupol interaction, multistep reactions, or compound nucleus processes could explain the observed discrepancy. These effects should be especially large for this system because of the big quadrupol moment of  $^{11}\text{B}$  and strong inelastic excitation of the low lying states. Quadrupol interaction and two step processes consisting in inelastic transition to the 4.44 MeV excited level of  $^{12}\text{C}$  and consecutive proton transfer or vice versa were calculated with the coupled reaction channels codes SATURN, JUPITER 4 [5].

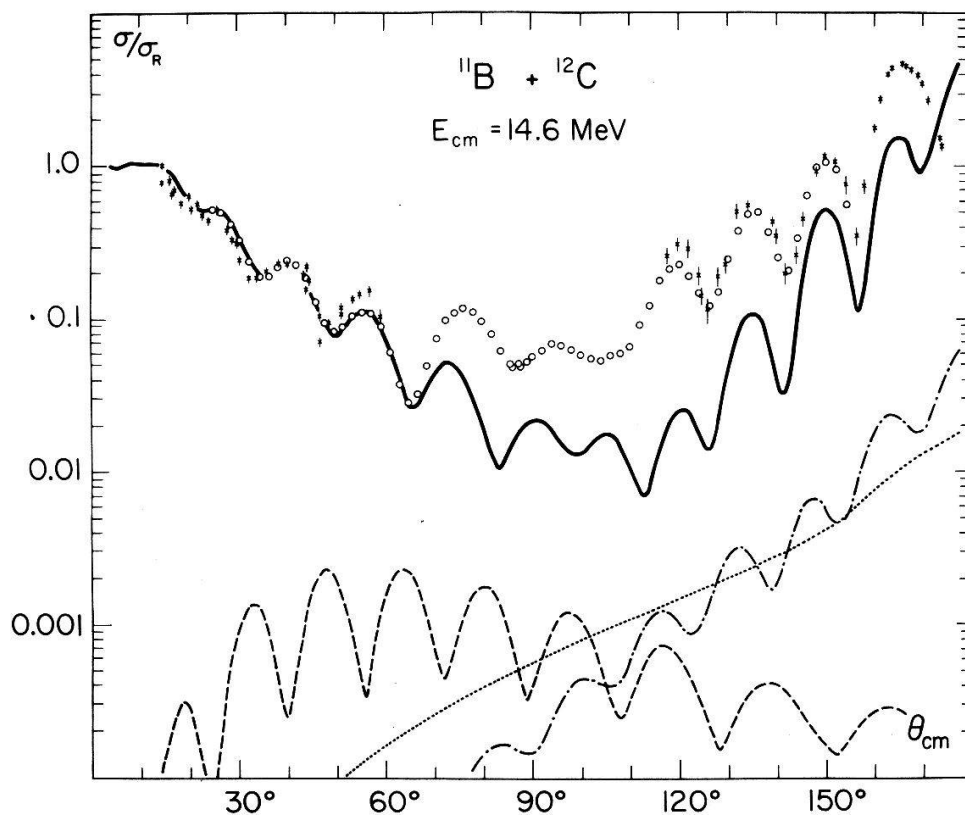


Figure 2

Angular distribution for elastic scattering in  $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$  system. Circles represent the experimental points from the present measurements, the data reported earlier [6] are shown as crosses. The solid line presents the theoretical cross section, including all (optical model, one-step transfer, quadrupol moment, two-step transfer and compound nucleus) contributions. For the last three processes the contributions are also given separately as dashed, dot-dashed and dotted lines, respectively.

To minimize the effects of no recoil approximation applied in these codes the renormalisation of the spectroscopic amplitudes for each one-step transition was performed such as to reproduce the exact finite range results. All crucial parameters as bound state potentials, spectroscopic strengths and deformation lengths were taken from the literature. As the last contribution to the elastic cross section the compound nucleus formation in the Hauser-Feshbach formalism was considered. The level density parameters and the fusion cut-off angular momentum were extrapolated from the values used previously for the  ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$  system. All results for the mentioned processes are shown in Fig. 2.

Calculations of the contribution from the quadrupole interaction, two step reactions, and compound nucleus formation are not successful in the explanation of the observed discrepancy for the  ${}^{11}\text{B} + {}^{12}\text{C}$  system. For a predominantly one-step mechanism the influence of multi-step processes is not significant. Additional studies will show whether the modifications of the bound state wave functions or distorted waves by using double folding potential of Satchler, can radically improve the description of our experimental data.

#### REFERENCES

- [1] W. VON OERTZEN and H. G. BOHLEN, *Phys. Rep.* 19C (1975) 1.
- [2] L. JARCZYK, J. OKOŁOWICZ, A. STRZAŁKOWSKI, K. BODEK, M. HUGI, J. LANG, R. MÜLLER and E. UNGRICH, *Nucl. Phys.* A316 (1979) 139.
- [3] K. BODEK, M. HUGI, J. LANG, R. MÜLLER, A. SCHILTZ, J. SROMICKI, E. UNGRICH, L. JARCZYK and A. STRZAŁKOWSKI, *Phys. Lett.* 92B (1980) 79.
- [4] S. COHEN and D. KURATH, *Nucl. Phys.* A101 (1967) 1.
- [5] H. WOLTER, CRC code, University of Munich, unpublished.
- [6] W. VON OERTZEN, H. H. GUTBROD, M. MÜLLER, U. VOOS and R. BOCK, *Phys. Lett.* 26B (1968) 291.

### **Einfluss der Kernreaktionszeit auf die Ionisationswahrscheinlichkeit der Target K-Schale in den tiefinelastischen Reaktionen 960 und 1160 MeV Xe+Pb und Xe+Th**

CH. STOLLER, R. ANHOLT, J. F. CHEMIN und W. E. MEYERHOF

(Department of Physics, Stanford University, Stanford, Ca 94305, USA)

und W. WÖFLI

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

Soff et al. und Anholt haben gezeigt, dass die Reaktionszeit bei tiefinelastischen Schwer-Ionen-Reaktionen die K-Ionisationswahrscheinlichkeit  $P_K$  des schwereren Kollisionspartners beeinflussen kann. Anholt hat insbesondere darauf hingewiesen, dass  $P_K$  eine Funktion des totalen kinetischen Energieverlustes ( $-Q$ ) der Reaktion ist. Falls diese Voraussagen stimmen, kann dieser Effekt zur Bestimmung von Kernreaktionszeiten im Bereich  $\tau \sim 10^{-21}$  s ausgenutzt werden. Entsprechende Experimente wurden am Superhilac in Berkeley durchgeführt, wobei die K-Röntgenstrahlung der targetähnlichen Reaktionsprodukte in Koinzidenz mit den projektil- oder targetähnlichen Teilchen gemessen wurde.



## Magnetische Momente aus Kernübergängen in müonischem $^{209}\text{Bi}$

T. Q. PHAN, G. PILLER, A. RÜETSCHI, L. A. SCHALLER, L. SCHELLENBERG und H. SCHNEUWLY  
(Institut de Physique, Université de Fribourg, CH-1700 Fribourg)

In müonischem  $^{209}\text{Bi}$  treten Resonanzprozesse zwischen den müonischen  $2p$  und  $3d$  Niveaus und den Grund- und angeregten Zuständen des Kerns auf. Die magnetische Wechselwirkung mit dem Müon im  $1s$  Zustand spaltet die Kernzustände auf. Die isomerieverschobenen prompten Kern-Gammaübergänge wurden am Müonenkanal des SIN mit einer HP Ge-Diode gemessen. Aus der Linienstruktur konnte die magnetische Hyperfeinstrukturkonstante des Grundzustandes und zweier angeregter Zustände bestimmt werden. Untergrundlinien aus dem Einfang des Müons im Kern und aus Neutronenstreuung, welche die Auswertung erschwerten, werden diskutiert.

## Study of rare $\bar{p}p$ annihilation channels and baryonium formation

L. ADIELS, G. BACKENSTOSS, I. BERGSTRÖM, K. FRANSSON, R. GUIGAS, M. HASINOFF,  
A. KEREK, H. KOCH, M. MEYER, P. PAVLOPOULOS, U. RAICH, J. REPOND,  
B. RICHTER, M. SUFFERT, L. TAUSCHER, D. TROESTER and K. ZIOUTAS

(Basel-Karlsruhe-Stockholm-Strasbourg-Thessaloniki Collaboration, CERN CH-1211 Genf 23)

The  $\gamma$ -radiation associated with  $\bar{p}p$ -annihilations at rest was measured in order to study the formation of baryonium and other rare annihilation modes.

The detection system consisted of one modular NaI spectrometer (54 modules) and one  $10'' \times 12''$  NaI monocrystal, as well as a large solid-angle device for measuring charged- and  $\gamma$ -multiplicities. The  $\gamma$ -spectra obtained will be discussed with respect to formation of narrow baryonium states below threshold. Rare annihilation channels such as  $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \pi^0$ ,  $\omega^0 \pi^0$ ,  $\pi^0 \gamma$  or  $\pi^0 \pi^0$  contribute significantly to the high energy portion of the spectra. Results will be presented.

## Semi-leptonic decays of hyperons

M. BOURQUIN,<sup>2</sup> R. M. BROWN,<sup>5</sup> Y. CHATELUS,<sup>6</sup> J. C. CHOLLET,<sup>4</sup> A. DEGRÉ,<sup>6</sup> D. FROIDEVAUX,<sup>4</sup>  
A. R. FYFE,<sup>1</sup> J. M. GAILLARD,<sup>4</sup> C. N. P. GEE,<sup>5</sup> W. M. GIBSON,<sup>1</sup> P. IGO-KEMENES,<sup>3</sup>  
P. W. JEFFREYS,<sup>1</sup> B. MERKEL,<sup>4</sup> R. MORAND,<sup>6</sup> H. PLOTHOW,<sup>4</sup> J. P. REPELLIN,<sup>4</sup> B. J. SAUNDERS,<sup>5</sup>  
G. SAUVAGE,<sup>4</sup> B. SCHIBY,<sup>6</sup> H. W. SIEBERT,<sup>3</sup> V. J. SMITH,<sup>1</sup> K. P. STREIT,<sup>3</sup> R. STRUB<sup>6</sup>  
and J. J. THRESHER<sup>5</sup>

(Bristol<sup>1</sup>-Geneva<sup>2</sup>-Heidelberg<sup>3</sup>-Orsay<sup>4</sup>-Rutherford<sup>5</sup>-Strasbourg<sup>6</sup> collaboration  
D.P.N.C. University of Geneva CH-1211 Geneva 4)

The charged hyperon beam at the CERN SPS has been used to collect data on semileptonic decays of  $\Sigma^-$  and  $\Xi^-$ . Electron-hadron discrimination is achieved by the combined use of lead glass and transition radiation detectors. Preliminary results are reported on the measurement of  $\Sigma^- \rightarrow ne^- \bar{\nu}$ ,  $\Sigma^- \rightarrow \Lambda e^- \bar{\nu}$ ,  $\Lambda \rightarrow pe^- \bar{\nu}$ ,  $\Xi^- \rightarrow \Lambda e^- \bar{\nu}$  and  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e^- \bar{\nu}$  branching ratios. Measurements of center of mass distributions and of  $\Lambda$  polarisation yield the axial to vector form factor

ratio, in the framework of Cabibbo theory. The results are based on samples of 1500 to 8000 events.

### **Negative Pion-Absorption an leichten Kernen**

G. BACKENSTOSS, W. KOWALD, I. SCHWANNER, L. TAUSCHER und H. J. WEYER  
(Universität Basel, CH-4056 Basel)

M. DÖRR, W. FETSCHER, D. GOTTA, S. LJUNGFELT, G. SCHMIDT und H. ULLRICH  
(Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe)

Verschiedene Ausgangskanäle nach Absorption negativer Pionen an  ${}^3\text{He}$  und  ${}^6\text{Li}$  wurden untersucht, indem Koinzidenzen zwischen zwei auslaufenden Teilchen ( $n$  und geladene  $p, d, t$ ) gemessen wurden. Damit können 2- und 3-Teilchen Endzustände kinematisch vollständig bestimmt werden. Koinzidenzen mit K-Röntgenstrahlung bezeichnen Absorption aus dem  $1s$ -Zustand. Verzweigungsverhältnisse, Energie- und Winkelverteilungen wurden gemessen. Quasifreie Absorption und Zustände, die durch 'final state interaction' entstehen, lassen sich klar unterscheiden.

### **Evidence for $N$ - $N$ off-shell effects in the polarization transfer coefficients of $p$ - $d$ elastic scattering**

F. SPERISEN, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH, B. JENNY,  
K. ELSENER, C. SCHWEIZER and J. ULBRICHT  
(Laboratorium für Kernphysik, Eidg. Technische Hochschule, CH-8093 Zürich)

and P. DOLESCHALL  
(Central Research Institute for Physics, Budapest, Hungary)

Measurements of the polarization transfer coefficients  $K_y^y$ ,  $K_x^x$  and  $K_z^z$  for the  ${}^2\text{H}(\vec{p}, \vec{p}){}^2\text{H}$  elastic scattering at  $E_p = 10$  MeV are reported in the angular range between  $\theta_{\text{cm}} = 30^\circ$  and  $120^\circ$ . These second order polarization observables are compared with Faddeev calculations. They depend largely on the details of the  $S$ -wave interactions and the results are sensitive to the choice of their form factors, i.e. to properties of the off-shell behaviour.

### **New highly excited ${}^4\text{He}$ levels found by the ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$ reaction**

W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH, B. JENNY and J. VYBIRAL  
(Laboratorium für Kernphysik, Eidg. Technische Hochschule, CH-8093 Zürich)

The differential cross section, the vector- and the tensor-analyzing powers of the reaction  ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$  have been measured. The polarization data were obtained at 11 energies between 1.0 and 13 MeV at lab. angles between  $5^\circ$  and  $160^\circ$ .

The data were fitted with Legendre polynomials and the resulting coefficients analyzed for resonances in  $^4\text{He}$ . Overwhelming evidence for a  $1^-$  level at 24.1 MeV and a strong indication of a  $4^+$  level at 24.6 MeV excitation energy have been found.

### **Production of intense beams of polarized negative hydrogen ions by the atomic beam method**

P. A. SCHMELZBACH, W. GRÜEBLER and V. KÖNIG

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

The production of a  $3\ \mu\text{A}$  polarized *negative* hydrogen ion beam has been achieved by the ETH atomic beam type polarized ion source. After acceleration in a tandem accelerator a record current of  $1.6\ \mu\text{A}$  of polarized deuterons with 89% polarization could be focused through a 3 mm diameter collimator on a target. The consideration of further improvements incorporating presently available techniques shows that it is possible to obtain 50–100  $\mu\text{A}$  of polarized  $\text{H}^-$  and  $\text{D}^-$  ions with this type of source.

### **Physique théorique**

#### **Entropy-energy arguments for frustration**

ANDRAS SÜTÖ

(Université de Lausanne, Section de Physique, CH-1015 Dorigny)

In a frustration model the Hamiltonian is defined so that the different interactions prescribe contradicting alignments for the spins. As a result, the number of ground states exceeds the number of symmetry transformations of the Hamiltonian. In an Ising frustration model with pair interactions the latter is two whereas the former may increase exponentially with the volume. This makes complicated to prove the appearance or absence of a non-vanishing magnetization. We apply rigorous entropy-energy arguments to show the breakdown of the spin-flip symmetry of the Hamiltonian in the so-called layered frustration models [1].

#### REFERENCE

- [1] P. HOEVER W. F. WOLFF, J. ZITTARTZ, Z. Phys. B 41 43–53 (1981).

### **Excitation spectrum of the Ising-Heisenberg chain ferromagnet**

T. SCHNEIDER and E. STOLL

(IBM Zurich Research Laboratory, Säumerstr. 4, CH-8803 Rüschlikon)

Results are presented and interpreted for the zero and finite-temperature excitation spectrum of ferromagnetic Ising-Heisenberg chains, as probed by dynamic form factors. Finite chain calculations demonstrate the occurrence of a thermally-induced resonance centered around zero frequency, and a broadening of the magnon and two-magnon bound-state resonances at low  $T$ . The occurrence of bound states in the associated transitions demonstrates the failure of finite-order magnon perturbation theory.

### **Kink instability in planar ferromagnets**

E. MAGYARI and H. THOMAS

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

Ferromagnetic Heisenberg chains with easy plane anisotropy and various planar-symmetry-breaking interactions are considered in the continuum limit, where the weak out-of-plane dynamics is governed approximately by a sine-Gordon equation. It is shown that if the planar symmetry is broken by an external magnetic field, for instance, the kink becomes unstable when the field reaches a critical intensity. The critical field is  $\frac{1}{3}$  the anisotropy field for the static kink and decreases rapidly as the kink velocity increases. The influence of a possible anisotropic exchange interaction on the critical field is also examined.

### **Statics and dynamics of the vortex lattice in a modulated superconducting film**

H. BECK, E. SIMANEK, M. PUGA, P. MARTINOLI, M. NSABIMANA and G.-A. RACINE

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

The behaviour of this  $2D$  elastic lattice in an external periodic potential is investigated by various methods: mapping on  $1D$  quantum systems, self-consistent harmonic approximation, renormalisation group. The phase diagram in the  $(B, T)$ -plane shows commensurate and incommensurate domains. We discuss the dynamic response in the various regions and the role of dislocations, and we compare the theoretical predictions with the experimental findings.

### **Probabilistic theory of the kinoform**

M. V. ROMERIO

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

and H. P. BALTES

(Landis & Gyr, CH-6301 Zug)

We present a mathematical analysis of the random phase problem involved in the design of synthetical optical elements which operate only on the phase of an incident wave. Using the law of the iterated logarithm we derive an estimate of the deviation from the so-called kinoform condition. This deviation is shown to be of the order of  $M^{-1/2}$  where  $M$  denotes the number of image points to which random phases can be assigned.

### **Probability distribution of the DC hopping conductivity in random one-dimensional systems**

W. R. SCHNEIDER and J. BERNASCONI

(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden)

Based on a master equation description of (classical) hopping transport in random one-dimensional systems, we determine the  $L \rightarrow \infty$  asymptotic behavior of the probability distribution,  $\rho_L(g)$ , of the dc conductivity  $g_L$  corresponding to a system of length  $L$ . Interesting quasi-localization effects are observed if the probability density  $\rho(w) \propto w^{-\alpha}$  ( $0 < \alpha < 1$ ) e.g., it follows that the average dc conductivity,  $\langle g_L \rangle$ , decays as  $\langle g_L \rangle \propto L^{-\alpha/(1-\alpha)}$ , and that the standard deviation,  $\Delta g_L$ , remains proportional to  $\langle g_L \rangle$ . We discuss the observability of these effects in one-dimensional superionic conductors, and point out the similarities and differences with respect to the localization effects predicted for one-dimensional quantum systems.

### **Electromagnetic scattering: direct and inverse problem**

A. M. J. HUISER, A. QUATTROPANI

(Institut de Physique Théorique EPF-Lausanne, CH-1000 Lausanne)

and H. P. BALTES

(Landis & Gyr Zug AG, CH-6301 Zug)

We calculate the scattered fields emerging from perfectly conducting rough surfaces using a numerical iteration procedure [1]. The surfaces are modeled by plane mirrors with a finite corrugation consisting of a large number of facets with random slope. The corresponding inverse problem is also considered.

#### REFERENCE

- [1] A. M. J. HUISER, H. P. BALTES and A. QUATTROPANI, Opt. Commun. to appear in June 1981.



## Der $\psi$ -Kollaps des DNS-Polymers

FRANZ RYS

(Fachbereich Physik, Freie Universität Berlin, Arnimallee 14, 1-Berlin 33 West)

Der scharfe und reversible Übergang eines DNS-Moleküls in salzhaltiger, wässriger Lösung von einer ausgedehnten Konfiguration in eine hochkonzentrierte Form bei Erhöhung der Konzentration von beigemischten kürzeren PEO-Kettenmolekülen über einen kritischen Wert hinaus wurde von Lerman [1] in vitro untersucht und als Simulation des Kollapses von Bakteriophagen-DNS in Gegenwart von Proteinpolymeren in vivo diskutiert. Ein quantitativer Vergleich der gemessenen Konzentrationswerte beim Übergang als Funktion der Länge der PEO-Polymere mit den numerischen Resultaten einer kürzlich veröffentlichten Skalentheorie für gemischte Polymerlösungen [2] lässt den Schluß zu, daß in erster Linie die *unspezifische* sterische Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Segmenten der gleichen und verschiedenen Polymere untereinander für eine erste Phase des  $\psi$ -Kollapses verantwortlich ist. Daraus folgt, daß der  $\psi$ -Kollaps ein allgemeines Phänomen etwa in biologischen Systemen darstellt. Es ist denkbar, daß er z.B. im Zellkern während und nach dessen Teilung eine Rolle spielt.

### LITERATUR

- [1] L. S. LERMAN, Ch. 19 in *Physico-Chem. Prop. of Nucl. Acids* (ed. by J. Duchesne, Acad. Pr. 1973).  
[2] FRANZ RYS, *Ferroelectrics*, 34, (1980), 25.

## Solitons and the excitation spectrum of the classical Ising-Heisenberg ferromagnetic chain

H. R. JAUSLIN, T. SCHNEIDER, E. STOLL and J. M. LOVELUCK<sup>1)</sup>  
(IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon)

Using the molecular-dynamics technique and nonlinear spin-wave theory, we clarify the relevance of envelope solitons for dynamic form factors in the classical Ising-Heisenberg ferromagnetic chain. We find that the classical limit of magnon bound states and thus the envelope solitons gives rise to a central peak, a 'bound-state resonance' and the removal of unphysical singularities.

---

<sup>1)</sup> Rutherford Laboratories, Chilton-Didcot, Oxfordshire OX11 0QX, England.

## Bifurcation and stability of pulses in a laser

R. BURKHARDT and H. THOMAS

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

We start from a simple semiclassical model of a laser [1]. The normalized amplitudes of the electric field  $E$ , the polarisation field  $P$  and the inversion field

S obey the following equations;

$$\dot{E} + E' + \kappa E = \kappa P$$

$$\dot{P} + P = ES$$

$$\dot{S} + g(S - S^0) = -(g/2)(E^*P + EP^*).$$

The system is driven by the external pumping rate  $S^0$ . Above the laser threshold  $S_L^0 = 1$  there exists the constant in-phase wave (IPW)

$$E_{IPW} = P_{IPW} = \sqrt{S^0 - 1}$$

$$S_{IPW} = 1.$$

This constant solution loses its linear stability above a critical pumping rate  $S_c^0$ . In the unstable region, periodic travelling waves (TW's) have been found numerically in [1]. In addition, a family of simply periodic out-of-phase waves (OPW's) describing the states of a detuned laser has been found in [2]:

$$E_{OPW} = \hat{E}_{OPW} \exp(i\Phi(x(1+\kappa) - t)) \quad \hat{E}_{OPW} = \sqrt{S^0 - 1 - \Phi^2}$$

$$P_{OPW} = \hat{P}_{OPW} \exp(i\Phi(x(1+\kappa) - t)) \quad \hat{P}_{OPW} = (1 + i\Phi)\hat{E}_{OPW}$$

$$S_{OPW} = 1 + \Phi^2$$

and the region of linear stability in the  $(S^0, \Phi)$ -plane has been described in this work. Numerical solutions for TW's outside this stability region have recently been found in [3].

We are interested in an analytic approximation to TW-solutions and their stability.

### TW-states

It is easily shown that, apart from the OPW-solutions, the resulting equations permit simply periodic solutions only when  $E$  and  $P$  are in phase. For out-of-phase fields one expects doubly periodic solutions ([4]).

We consider a special class of doubly periodic states of the form

$$E(x, t) = \hat{E}(x - ut) \exp(i\Phi(x(1+\kappa) - t))$$

$$P(x, t) = \hat{P}(x - ut) \exp(i\Phi(x(1+\kappa) - t))$$

$$S(x, t) = S(x - ut)$$

where the amplitudes  $\hat{E}$ ,  $\hat{P}$ ,  $S$  are simply periodic TW's with velocity  $u$ . By introducing the vector field

$$Z(x - ut) = \begin{pmatrix} \hat{E} \\ \hat{P} \\ S \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \hat{E}_{OPW} \\ \hat{P}_{OPW} \\ S_{OPW} \end{pmatrix}$$

and transforming  $x$  to  $\hat{x} = x - ut$ , we find equations of the general form

$$L\left(\alpha, u, \frac{d}{d\hat{x}}\right)Z(\hat{x}) + NL(\alpha, u, Z(\hat{x})) = 0 \quad \alpha = \sqrt{S^0 - 1 - \Phi^2}$$

where  $L$  is a linear operator and  $NL$  contains the nonlinear terms in  $Z$  only.

From linear stability theory it follows that outside the region of stability of the OPW's, there exist bifurcation values  $q_b$  and  $u_b$  where the linear equation has a nontrivial solution:

$$L\left(\alpha_b, u_b, \frac{d}{d\hat{x}}\right)Z_1 \exp(iq_b \hat{x}) = 0 \quad \text{with} \quad |Z_1| = A = 0.$$

For nonzero amplitudes  $A$ , the nonlinear terms  $NL$  give rise to corrections to this linear part, and one introduces the ansatz

$$Z_{TW}(\hat{x}) = \sum_{-\infty}^{\infty} Z_n \exp(inq_b \hat{x})$$

This leads to an infinite set of coupled nonlinear equations for the  $Z_j$ :

$$L(\alpha, u, inq_b)Z_n + NL_n(\alpha, u, \{Z_j \mid j = -\infty, \infty\}) = 0 \quad n = -\infty, \infty$$

This system is usually solved approximately by expanding  $Z_n$  and the deviations of  $\alpha$  and  $u$  from the bifurcation values  $\alpha_b$  and  $u_b$  in terms of  $A$ , and equating the coefficients of equal powers to zero (see [4]).

We have improved the method in the following way: Instead of expanding in powers of  $A$ , we truncate the infinite nonlinear system by neglecting all terms of higher order than  $A^n$ . The resulting finite set of nonlinear equations is solved numerically. By carrying out this procedure up to  $n = 5$ , we have obtained first- and second-order-like bifurcations depending on the wave number  $q_b$  of the IPW (see Fig. 1), as have already been described in [5]. Our results are also in good agreement with the computations in [1].

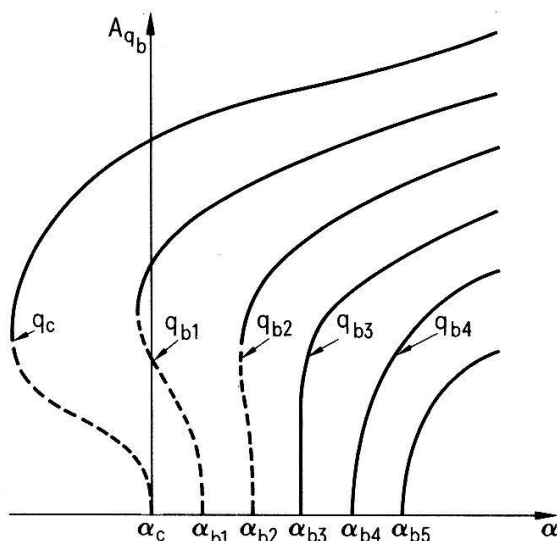


Figure 1  
Change of  $\alpha$  with increasing amplitude  $A$  of the TW for different starting values  $\alpha_b$ .

For OPW's we find doubly periodic solutions, which for special values of the ratio of the two periodicities may reduce to periodic solutions of larger period, of the form found in [3].

### Stability

The linear stability of a solution  $Z_{TW}$  is determined by setting

$$Z(\hat{x}, t) = Z_{TW}(\hat{x}) + dZ(\hat{x}, t),$$

linearizing in  $dZ$ , and searching for solutions of the form

$$dZ = \left( \sum_{-\infty}^{\infty} dZ_n \exp(inq_b \hat{x}) \right) \exp(iq\hat{x}) \exp(\lambda t).$$

This defines a linear eigenvalue problem for  $\lambda(q)$  with an infinite-dimensional matrix. The spectrum of  $\lambda(q)$  may be found by equating its determinant to zero. The elements of the determinant are known by our method up to a certain order in  $A$ , and the determinant can be calculated to the same order. The calculation of the roots is done numerically. It can be simplified for small  $q$  and  $\lambda$  by expanding  $\lambda$  in terms of  $q$ .

For the stability of IPW's, we get the following results: For an infinitesimal amplitude of the  $TW$ -solution, i.e. including only terms of order  $A$ , we obtain the spectrum of the linear stability analysis of the constant-amplitude solution (see Figs 2 and 3a). There are two branches with  $\lambda = 0$  at  $q = 0$ . With increasing amplitude  $A$  we obtain a gap between these two branches. On the dashed parts of the  $TW$ -solutions in Fig. 1, the upper branch moves to a positive real part of  $\lambda$  at  $q = 0$ , i.e. the  $TW$  is unstable against constant deviations; the other mode plays the role of the Goldstone mode, restoring the translation symmetry which is broken by the  $TW$ -ansatz (Fig. 3b).

On the full lines in Fig. 1, the upper mode takes over the role of the Goldstone mode, and the real part of the lower mode is negative (Fig. 3c). Above

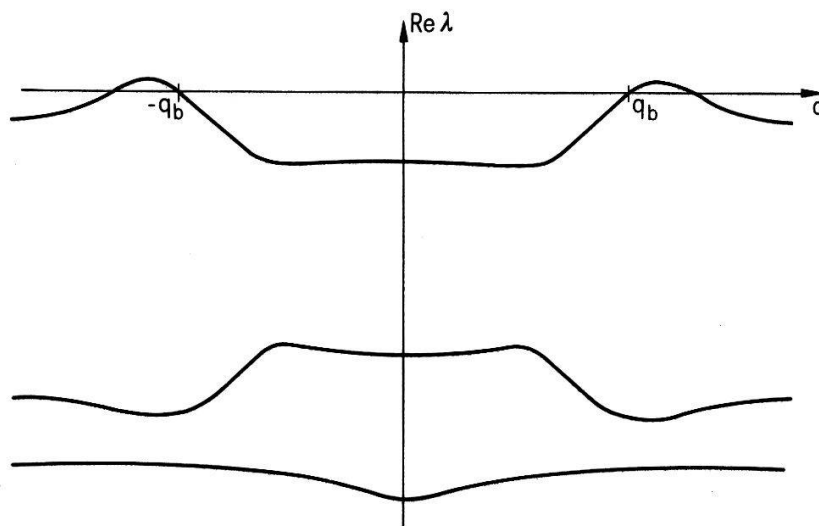


Figure 2

Spectrum of the stability analysis of the in-phase-wave above the critical point.

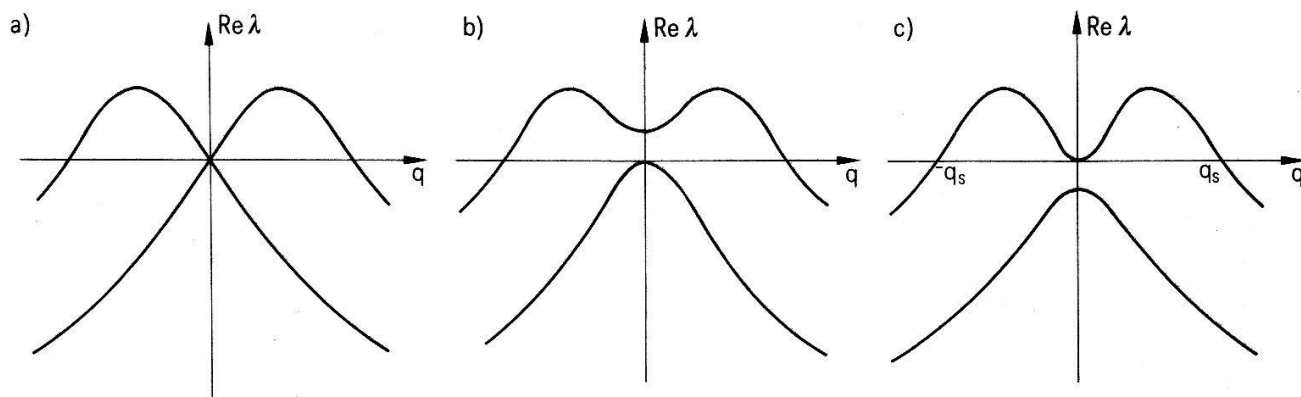


Figure 3

Spectrum of the stability analysis of a *TW* for different amplitudes  $A$  in a reduced zone scheme for small  $q$  and  $\lambda$ .

a certain  $q = q_s$ , all modes are damped. Therefore, one can stabilize the *TW* by periodic boundary conditions with periodicity length smaller than  $2\pi/q_s$ , which do not admit deviations in the unstable  $q$ -range. For the same parameter values as in [1] one obtains a maximum resonator length which is about four to six times a pulse length.

#### REFERENCES

- [1] H. RISKEN and K. NUMMEDAL, *J. Appl. Phys.* 39 (1968) 4662.
- [2] P. R. GERBER and M. BÜTTIKER, *Z. Phys.* B33 (1978) 219.
- [3] M. MAYR, *Diplomarbeit in theoret. Physik*, Univ. Ulm 1979.
- [4] M. BÜTTIKER and H. THOMAS, in print in *Phys. Rev. B*.
- [5] H. HAKEN and H. OHNO, *Opt. Commun.* 26 (1978) 117.

### **Instabilité d'un nématique soumis à un cisaillement elliptique**

J. SADIK et F. ROTHEN

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

On étudie l'instabilité d'un cristal liquide nématique soumis à un cisaillement elliptique. Lorsque l'on dépasse un certain taux de cisaillement, les expériences révèlent l'apparition d'un réseau de rouleaux à partir d'un régime auparavant uniforme. A partir de considérations de symétrie on peut obtenir la forme générale de la courbe du seuil d'instabilité ainsi que la variation de la direction des rouleaux en fonction de l'ellipticité du cisaillement. Les résultats sont comparés aux expériences.

**Detection of hidden source periodicity by means of far-zone coherence measurements**

A. S. GLASS and H. P. BALTES  
(Landis & Gyr Zug AG, CH-6301 Zug)

The effect of a periodic source filter on the far-zone behaviour of partially coherent radiation can be analysed theoretically using the methods of Fourier optics. The far-zone intensity and degree of coherence patterns depend on the effective source aperture and correlation length as well as on the periodicity and structure of the filter. In fact it is possible to detect the periodic structure by measurement of the far-zone degree of coherence, using interferometric and related methods, even in cases in which the source is so weakly correlated that the periodic features are 'hidden' from the corresponding far-zone intensity pattern.

